

Spektrale Eigenschaften nanostrukturierter dielektrischer und metallischer Dünnschichtsysteme

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem
Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Mag. rer. nat. Petra Heger
geboren am 23.01.1974 in Innsbruck

Gutachter

1. Prof. Dr. Andreas Tünnermann

2. Prof. Dr. Hans K. Pulker

3. Prof. Dr. Ute Kaiser

Tag des Rigorosums: 21. Okt. 2005

Tag der öffentlichen Verteidigung: 8. Dez. 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Klassisches Dünnschichtsystem	6
2.1.1	Matrixalgorithmus	6
2.1.2	Klassischer Reflektor	7
2.2	Berechnungsstrategie lateral inhomogener Systeme am Beispiel von Metallinselfilmen	8
2.3	Oberflächenplasmon - Polaritonen und lokalisierte Oberflächenplasmonen .	12
2.3.1	Einleitung	12
2.3.2	Oberflächenplasmon-Polariton	13
2.3.3	Lokalisierte Oberflächenplasmonen in quasistatischer Näherung . . .	15
2.4	Das Funktionsprinzip von resonanten Gitter-Wellenleiter-Strukturen (GWS)	16
2.4.1	Dielektrische Gitter-Wellenleiter-Strukturen	16
2.4.2	Metallische Gitter-Wellenleiter-Strukturen	23
3	Experimentelle Verfahren	26
3.1	Beschichtungsprozess	26
3.2	Strukturierungsprozess	27
3.3	Spektrale Analyse	29
3.3.1	Spektralphotometer (SPM)	29
3.3.2	Mikroskopphotometer (MPM)	30
3.3.3	Laserspektroskopie (Ti:Sa-System)	31
3.3.4	Nd:YAG & OPG-Laser-System	32
3.4	Oberflächen- und Strukturanalyse	32
4	Design und Herstellung selektiver Absorber auf Silberinselbasis	34
4.1	Einleitung	34
4.2	Untersuchungen zu einzelnen Metallinselfilmen eingebettet in Dielektrika .	34
4.2.1	Allgemeines	34
4.2.2	Modellierung der spektralen Eigenschaften	37
4.3	Selektive Absorber auf Basis von Silberinselfilmen	42
4.3.1	Allgemeines	42
4.3.2	Einbettung des Silberinselfilms in ein dielektrisches Schichtsystem .	42
4.3.3	Absorber mit mehreren Silberinselfilmen	48
4.4	Diskussion	51
5	GWS mit Metallkomponenten (Absorber)	53
5.1	Experimentelle Ergebnisse	53
5.2	Berechnung der Messergebnisse mittels RCWA	54
5.3	Diskussion	55

6	Dielektrische GWS (Spiegel)	57
6.1	Einleitung	57
6.2	Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Geometrie des Doppelgitters	58
6.2.1	Einfluss der Gittertiefe t des oberen Gitters	58
6.2.2	Laterale Verschiebung des oberen Gitters relativ zum unteren Gitter	59
6.2.3	Variation des Füllfaktors des oberen Gitters	60
6.3	Herstellung und Charakterisierung von GWS	61
6.4	Diskussion	70
7	Zusammenfassung - Ausblick	72
8	Danksagung	77

Symbolik

A	Absorption
a	Parameter für die Dispersion
b	Parameter für die Dispersion
d_j	physikalische Dicke
δ_{21}	Phasenverschiebung der Welle am Wellenleiter-Luft-Übergang
δ_{23}	Phasenverschiebung der Welle am Wellenleiter-Substrat-Übergang
$\epsilon(\omega)$	dielektrische Funktion
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante
f	Objektiv-Vergrößerung
ϕ	Einfallswinkel
Δg	hochreflektierender Spektralbereich
Γ	Linienbreite
\hbar	$h/2\pi$
J	Linienintensität
k	Extinktionskoeffizient
$\kappa(\omega)$	Polarisierbarkeit
L	Depolarisationsfaktor
L_0	nulste spektrale Moment
Λ	Gitterperiode
λ_0	Resonanzwellenlänge
M_j	charakteristische Matrix der j-te Schicht
m	Interferenzordnung
N	Anzahl der Schichten
n	Brechzahl
\hat{n}	komplexer Brechungsindex
n_0	Superstratbrechzahl
n_H	Brechzahl eines hochbrechenden Materials
n_L	Brechzahl eines niedrigbrechenden Materials
n_S	Substratbrechzahl
p	TM-Polarisation
Ψ	Beugungswinkel
R	Reflexion
r	Radius
ρ	Elektronendichte
s	TE-Polarisation
T	Transmission
T	Temperatur
t	Gittertiefe
ν	Wellenzahl
$\langle \nu \rangle$	erste spektrale Moment
$\delta \nu$	zweite spektrale Moment
ω_p	Plasmafrequenz

Abkürzungsverzeichnis

AFM	Rasterkraftmikroskopie
<i>Ag</i>	Silber
Al_2O_3	Aluminiumoxid
APS	Advanced Plasma Source
GBO	Giant Birefringent Optics
GWS	Gitter-Wellenleiter-Strukturen
HL-Design	High-Low-Stack-Design
IAP	Institut für Angewandte Physik
INDAB-Prinzip	Induced Resonance Absorption
IOF	Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik
MgF_2	Magnesiumdifluorid
MPM	Mikroskopphotometer
Nb_2O_5	Niobpentoxid
OPA	Optisch Parametrischer Verstärker
OPG	Optisch Parametrischer Generator
RCWA	Rigorous Coupled Wave Approach
SEM	Rasterelektronenmikroskopie
SiO_2	Siliziumdioxid
SPM	Spektralphotometer
TEM	Transmissionselektronenmikroskopie
Ti:Sa-System	Titan-Saphir-Lasersystem
TiO_2	Titandioxid
WDM-Filter	Wavelength Division Multiplex Filter

1 Einleitung

Dünne optische Schichtsysteme finden immer mehr Einzug in weite Bereiche des täglichen Lebens. Wie z. B. Telekommunikation, Displaytechnologie, Sensorik, um nur einige zu nennen. Daher ist der Bedarf an möglichst hocheffizienten, gleichzeitig aber kostengünstigen optischen Schichtsystemen enorm gestiegen. Die konventionellen dielektrischen oder metallischen Schichtsysteme reichen in manchen speziellen Fällen nicht mehr aus, um die geforderten Spezifikationen, sowohl technischer als auch wirtschaftlicher Natur, zu erfüllen. Dies erfordert innovative Ansätze in der Modellierung neuer Schichtsysteme und deren technologischer Umsetzung.

Um prinzipiell neuartige optische Eigenschaften zu erhalten, wurden neue Forschungsfelder eröffnet, die Inhomogenitäten und Anisotropien im Schichtaufbau berücksichtigen und gezielt ausnutzen. Beispiele für derartige Forschungsfelder sind in der Tabelle 1 zusammengefasst.

Tabelle 1:
Schematischer Überblick der verschiedenen Forschungsfelder in der Dünnschichtoptik [15]

optisch homogen	optisch isotrop	reine Materialien oder nanoskopisch homogene Mixturen		Komposite oder poröse Schichten	
		nicht absorbierend	absorbierend	nicht absorbierend	absorbierend
ja	ja	konventionelle dielektrische Beschichtung [1,2,3]	konventionelle (selektive) Absorber, Metallfilme [4,5,6]	Komposite dielektrische Beschichtung	Cermets, Metallinselfilme [4]
	nein	doppelbrechende Optik, GBO [7]	Polarisationsfolien [8]	Metallinselfilme [12,13,14]	
nein	ja	Rugates, Gradientenindexschichten [9]		Rugates, Gradientenindexschichten	
	nein	Gitter-Wellenleiter- Strukturen (Spiegel) [10]	Gitter-Wellenleiter- Strukturen (Absorber) [11]	Photonische Kristalle, Plasmonics	

Dazu zählen auch die Gitter-Wellenleiter-Strukturen (GWS), die ein völlig neues Konzept zur Verspiegelung von optischen Oberflächen verfolgen. Traditionell werden Spiegel mit alternierenden Schichten aus hoch und niederbrechenden Materialien verwirklicht. Anstatt eine große Anzahl von Einzelschichten auf die zu vergütende Oberfläche aufzubringen, kommt eine derartige GWS mit einer einzigen Schicht und damit mit einem

einzigsten optischen Material aus, in die dann eine Gitterstruktur einzuschreiben ist. Diese GWS zeichnen sich durch ihre Wellenlängenselektivität und Schmalbandigkeit aus. Die Resonanzwellenlänge wird dabei durch die Gitterperiode, Lichtpolarisation und die Schichtdicke bestimmt.

Die theoretische Untersuchung von GWS begann schon durch Hessel und Oliner [16] und wurde von Popov [17, 18] und Wang [19, 20] weitergeführt. Einen wesentlichen Beitrag zur Entwicklung von GWS leisteten in den letzten Jahren die Arbeiten der Arbeitsgruppe von Prof. A. A. Friesem am Weizmann Institut of Science in Rehovot (Israel). Sie veröffentlichte ein neues analytisches Model auf Basis von Welleninterferenz zur Beschreibung von metallischen und dielektrischen GWS [10, 11, 21, 22]. Es gelang ihnen die Herstellung von metallischen GWS sowie von dielektrischen GWS. Die neuste Entwicklung geht in Richtung GWS, die auf Basis von Polymeren hergestellt werden [23, 24]. Des Weiteren gibt es Untersuchungen, die GWS mit weiteren Schichten zu kombinieren [25] oder 2 dimensionale Gitter zu verwenden, um eine Polarisationsabhängigkeit der GWS zu vermeiden [26, 27]. Die hier vorgestellte Arbeit beschränkt sich auf die Modellierung, Herstellung und Charakterisierung der einfachen „single layer“ GWS. Die von Sharon vorgestellten Designs, in denen das Gitter auf die Oberfläche der Wellenleiterschicht aufgebracht wird, haben einen gravierenden Nachteil. Die Resonanzwellenlänge ist durch die Gitterperiode und Wellenleiterschichtdicke bestimmt. Daher müssen bei der Herstellung beide Parameter optimal aufeinander abgestimmt sein, um die gewünschten Spezifikationen zu erzielen. Wird bei der Strukturierung die Gitterperiode nicht genau getroffen, kann nichts mehr am System geändert werden [12].

Daher wurde ein neues Design entwickelt, in dem zuerst das Substrat strukturiert und anschließend die Wellenleiterschicht aufgedampft wird. Dieses System besteht aus einem Doppelgitter, dessen optische Performanz im allgemeinen gleich bleibt. Diese GWS hat gleich mehrere Vorteile. Einerseits hat die Industrie schon eine Vielzahl von Methoden entwickelt unterschiedlichste Substrate zu strukturieren. Das System bleibt flexibel und es können je nach Anwendung unterschiedliche Wellenleitermaterialien verwendet werden. Andererseits liegt der größte Vorteil darin, dass das Aufbringen der Schicht während der Beschichtung prinzipiell durch optische Methoden kontrolliert werden kann. So ist es möglich während der Beschichtung die Lage der Resonanz zu verfolgen und die Beschichtung bei der gewünschten Peak-Reflexion zu beenden. Damit können Fehler in der Gitterperiode in gewissen Bereichen berichtigt werden.

GWS finden zahlreiche, interessante Anwendungen, wie z. B. als Laserresonatorspiegel, Polarisatoren, Lichtmodulatoren, WDM-Filter und Biosensoren (Sychugov et. al. [28], biochemische Sensoren, Y. Nie et. al. [29, 30], polarisierende Strahlteiler). Dabei ist es oft notwendig die Reflexionscharakteristik in gewissen Bereichen zu beeinflussen, um z.B. einen Laserspiegel justieren zu können. In einem Patent wird dies durch nicht näher spezifizierte Parameter versucht zu erreichen [31]. In der theoretischen Untersuchung der Abhängigkeit der Änderung der Brechzahl auf die Reflexionscharakteristik einer schwach modulierten GWS konnte die Temperatur als Steuerparameter identifiziert werden. Durch einen thermischen Shift ist es möglich die Resonanzwellenlänge zu kontrollieren [32].

Die GWS besitzen noch ein weiteres Einsatzgebiet, denn ändert man das dielektrische Substrat in ein metallisches, so erhält man das Grundkonzept eines selektiven Absorbers. Diese Systeme wurden schon von Sharon [10] beschrieben, wobei auch in dem auf ihm beruhenden Schichtdesign die Wellenleiterschicht strukturiert wird. Somit birgt dieses System wieder die gleichen Nachteile wie die dielektrische GWS in sich. Bei dem hier entwickelten modifizierten Design wird wieder erst die Metalloberfläche strukturiert und anschließend die dielektrische Schicht aufgebracht. Dadurch wird die Lage des Absorptionspeaks durch die Dicke der dielektrischen Schicht eingestellt und ist somit steuerbar. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit, Fehler der Gitterperiode durch eine angepasste Schichtdicke auszubessern [12].

Formal können die soeben beschriebenen Systeme als lateral heterogene (speziell periodische) Schichtsysteme eingestuft werden. Neben diesen Systemen werden in letzter Zeit auch stochastisch lateral heterogene Schichten untersucht, wie z. B. Mottenaugenstrukturen [33], oder Metallinselfilme [12, 13, 34].

Die färbenden Eigenschaften von Metallinseln in der Glasschmelze waren schon seit dem Mittelalter bekannt. Ein wissenschaftliches Interesse entstand erst Ende des 19. Jahrhunderts und fand seinen ersten Höhepunkt in der Theorie über das Streuvermögen kleiner Metallkugeln von Mie 1908 [35]. Einen umfassenden Überblick der bis vor 10 Jahren entwickelten theoretischen und experimentellen Aussagen über die optischen Eigenschaften von Metallclustern verfassten Kreibig und Vollmer [14]. Das aktuelle Forschungsinteresse liegt in metallischen Nanopartikeln, deren Abmessungen viel kleiner als die Lichtwellenlänge sind und die als optische Bausteine eingesetzt werden sollen. Die in Gruppen angeord-

neten Silber-Nanopartikel eignen sich beispielsweise als optische Datenspeicher [36]. Für die Metallinselfilme ergeben sich interessante Anwendungsgebiete. Unter anderem kann man Metallinselfilme zur Herstellung für solar-selektive Absorbermaterialien verwenden [4]. Dabei kommt es darauf an, dass die Materialien im sichtbaren Wellenlängenbereich die Energie absorbieren und im Infrarot-Bereich absorptionsarm sind. Eine weitere Anwendung für diese Metallinselfilme ist die Herstellung von fälschungssicheren Markierungen auf Gegenständen wie z. B. Scheckkarten oder Banknoten [37]. Aber auch Markenartikel können mit einer fälschungssicheren Applikation ausgestattet werden. Ein großes Gebiet stellt die Biosensorik dar [38, 39], in der optische Sensoren basierend auf lokalen Oberflächenplasmonen Verwendung finden. Metallinselfilme werden darüber hinaus auch bei der Surface Enhanced Raman Spectroscopy [40] benötigt, um die Nachweisempfindlichkeit meist organischer Adsorbate zu erhöhen.

Eine neue Anwendung stellen Metallinselfilme für selektive Absorbersysteme dar. In den meisten Fällen wird unerwünschtes Licht mit herkömmlichen Farbfiltern ausgeblendet. Diese Farbfilter besitzen jedoch einen großen Nachteil, denn sie sind mehrere Millimeter dick und müssen daher umständlich mit den anderen optischen Komponenten verkitet werden. Außerdem hängt die Lichtabsorption von den Charakteristika des gewählten Farbstoffes ab. Eine andere Art von Absorptionsfiltern stellen dielektrisch/metallische Interferenzschichtsysteme dar. Dabei wird eine homogene Metallschicht in ein genau darauf abgestimmtes dielektrisches Interferenzschichtsystem eingebettet [1, 6]. Die Effizienz dieser Systeme hängt von den optischen Konstanten (n, k) der verwendeten Metallschicht ab, die eine vorgegebene Materialeigenschaft sind. Daher sind die Möglichkeiten begrenzt, die gewünschten Spezifikationen zu erzielen.

Die Grundidee der Anwendung von Metallinselfilmen für selektive Absorber besteht darin, dass die homogene Metallschicht durch einen Metallinselfilm ersetzt wird. Das ermöglicht eine Art von Materialengineering. Da einerseits die Lage der Absorption grob mit der Auswahl des geeigneten Edelmetalls und dessen dielektrischen Umgebungsmediums beeinflussbar ist und andererseits die Form und Größe der Partikel sowie der Bedeckungsgrad durch unterschiedliche Herstellungsparameter einstellbar sind, können so die effektiven optischen Konstanten n und k dieses Inselfilms variiert werden. Der Vorteil besteht darin, dass durch das besondere Absorptionsverhalten des Metallinselfilms die Absorption bereits in der Nähe der geplanten Spezifikation gerückt wird. Das umgebende dielektrische Dünnschichtsystem filtert dann aus dem gesamten Spektralbereich die interessierenden

Wellenlängen heraus, und durch konstruktive Interferenz erhöht sich das Absorptionsvermögen auf 100% [13].

Ziel der Arbeit ist es, neuartige lateral heterogene Dünnschichtsysteme auf metallischer bzw. dielektrischer Basis, die oben beschrieben wurden, zu entwickeln und zu untersuchen. Dabei sollen die Verwendbarkeit sowie die physikalischen Grenzen erreichbarer optischer Eigenschaften als Absorbersysteme bzw. schmalbandige Reflektoren aufgezeigt und durch entsprechende Demonstratoren belegt werden. Im Vordergrund steht hierbei die Realisierung der optischen Systeme mit effektiven Herstellungsverfahren, die auch in der Industrie Anwendung finden. Dabei sollen die Vorteile der einzelnen Methoden zu den konventionellen Beschichtungsverfahren erörtert werden.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Klassisches Dünnschichtsystem

2.1.1 Matrixalgorithmus

Die optischen Eigenschaften eines Schichtsystems mit einer endlichen Anzahl an homogenen und isotropen Schichten lassen sich aus der charakteristischen Matrix berechnen, wenn die optischen Konstanten der Materialien bekannt sind. Die charakteristische Matrix einer j -ten Schicht ist für senkrechten Lichteinfall in Formel (1) dargestellt. [41, 42]

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos(2\pi\nu\hat{n}_jd_j) & -i\frac{\sin(2\pi\nu\hat{n}_jd_j)}{\hat{n}_j} \\ -i\hat{n}_j\sin(2\pi\nu\hat{n}_jd_j) & \cos(2\pi\nu\hat{n}_jd_j) \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \hat{n}_j \equiv n_j + ik_j \quad (1)$$

Dabei sind die ν die Wellenzahl sowie d_j die physikalische Dicke der j -ten Schicht und n_j und k_j sind der Real- und der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex \hat{n}_j . Die charakteristische Matrix des gesamten Schichtsystems wird durch Matrixmultiplikation der Matrizen der Einzelschichten berechnet.

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & iM_{12} \\ iM_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \prod_j M_j \quad (2)$$

Die Berechnung der Transmission und Reflexion erfolgt aus den oben bestimmten Matrixelementen M_{ij} . [42]

$$T = \frac{n_s}{n_0} \left| \frac{2n_0}{n_0M_{11} + in_0n_sM_{12} + iM_{21} + n_sM_{22}} \right|^2 \quad (3)$$

$$R = \left| \frac{n_0M_{11} + in_0n_sM_{12} - iM_{21} - n_sM_{22}}{n_0M_{11} + in_0n_sM_{12} + iM_{21} + n_sM_{22}} \right|^2 \quad (4)$$

wobei n_0 die Brechzahl des Umgebungsmediums und n_s die des Substrates sind. Bei dieser Darstellung ist zu beachten, dass das Substrat als unendlich ausgedehnt betrachtet wird, d. h. dass keine Reflexion an der Substratrückseite erfolgt. Dies macht es notwendig die Spektren teilweise umzurechnen.

2.1.2 Klassischer Reflektor

Einfache Reflektoren werden üblicherweise durch mit Metall beschichtete Substrate hergestellt (vgl. Abb.2.1). Dabei finden z. B. Goldspiegel für den infraroten Spektralbereich ihren Einsatz. Vakuumbedampfte Aluminiumschichten auf hochpolierten Schichtträgern sind der anerkannte Standard für Qualitätsspiegel [43].

Für spezielle Anwendungen (z. B. als Laserspiegel), können sogar kleine Verluste aufgrund der Metallabsorption nicht toleriert werden. Daher erweisen sich Spiegel, die aus dielektrischen Mehrfachsichten aufgebaut werden, als unentbehrlich.

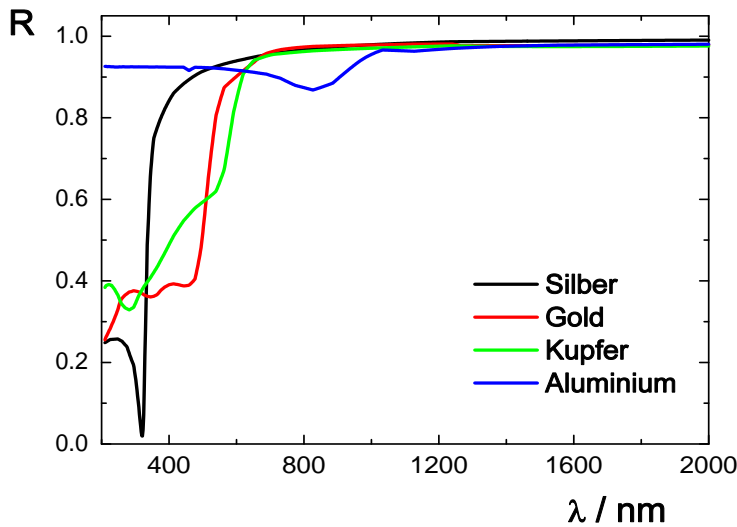


Abbildung 2.1:
Theoretisches Reflexionsvermögen verschiedener Metallspiegel (100 nm Metall auf Quarzglas) für senkrechten Lichteinfall berechnet mit FilmWizard [44]

Vernachlässigt man Streuung und Absorption, so hängt das Reflexionsvermögen R eines dielektrischen $\lambda/4$ -Schichtsystems ($nd = \lambda_0/4$) bei seiner Resonanzwellenlänge λ_0 nur vom Verhältnis der hoch- und niedrigbrechenden Materialien n_H/n_L , von der Schichtanzahl, und im geringen Maße von der Brechzahl des Substrates n_S ab. Die Reflexion an Luft für $(2N + 1)$ -Schichten ist dann für senkrechten Lichteinfall gegeben durch: [1]

$$R = \left(\frac{1 - \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N} \left(\frac{n_H^2}{n_S}\right)}{1 + \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N} \left(\frac{n_H^2}{n_S}\right)} \right)^2 \quad (5)$$

R steigt sowohl mit zunehmender Anzahl der Schichten als auch mit wachsendem Brechzahlverhältnis n_H/n_L . Da aber mit zunehmender Anzahl der Schichten auch die Verluste anwachsen, ist es technologisch sinnvoller Materialien zu wählen, die ein großes Brechzahlverhältnis aufweisen. Die Breite des hochreflektierenden Spektralbereiches Δg hängt ebenfalls von der Brechzahldifferenz der Schichtmaterialien ab und wird mit zunehmender Brechzahldifferenz größer.

$$\Delta g = \frac{2}{\pi} \arcsin \left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right) \quad \text{mit} \quad g = \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (6)$$

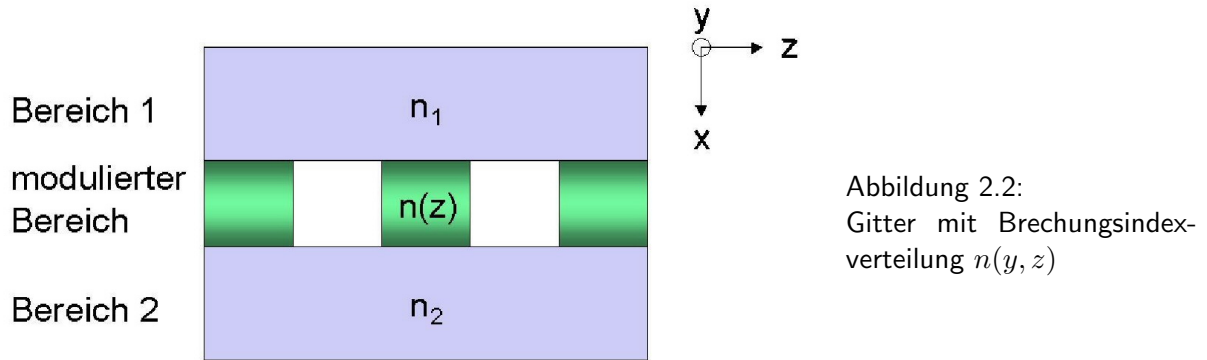
Für schmalbandige Filter aus $\lambda/4$ -Stacks ist es notwendig, dass die Brechzahldifferenz klein ist. Durch die kleine Brechzahldifferenz, müssen mehr Schichten aufgebracht werden, um einen hochreflektierenden Spiegel zu bekommen. Dies ist aber in der Praxis nur mit stark erhöhtem Aufwand realisierbar. Daher entwickelte man spezielle Designs um besonders schmalbandige Spiegel für z. B. die Telekommunikation herzustellen. [1, 45]

2.2 Berechnungsstrategie lateral inhomogener Systeme am Beispiel von Metallinselfilmen

Es existieren unterschiedliche Herangehensweisen, die optischen Eigenschaften von Metallinselfilmen zu modellieren. Im Folgenden sollen nun zwei Modelle näher erklärt werden:

- Modellierung des Metallinselfilms als lateral periodische inhomogene Schicht mit $n = n(y, z) = n(y + L_y, z + L_z)$ mit L der lateralen Periode (vgl. Abb.2.2)
- Modellierung des Metallinselfilms als optisch homogene isotrope Schicht mit optischen Konstanten n und k .

Bei der ersten Methode werden die Metallinselfilme als Schichten betrachtet, deren Brechzahl sich in lateraler Richtung (siehe Abb. 2.2) ändert. Um dieses Verfahren für die Silberinselfilme anwenden zu können, muss die Verteilung der Silberinseln im Material bekannt sein. Informationen über die Morphologie der Silberinselfilme wurden durch Transmissionselektronenmikroskopie gewonnen. Zur Berechnung der R - und T -Spektren können die optischen Konstanten der benutzten Materialien unmittelbar verwendet werden. Die Schichten lassen sich mittels Rigorous Coupled Wave Approach (RCWA) - Formalismus berechnen, welcher im nächsten Abschnitt beschrieben ist. Ein Nachteil der



hier verwendeten Software liegt darin, dass nur die Vorwärtsrechnung, d. h. bei einem vorgegebenen Design wird das Spektrum berechnet, zur Bestimmung der optischen Eigenschaften möglich ist. Eine Rückwärtsrechnung und daher die Anpassung der simulierten Spektren an die gemessenen R- und T-Werte war im Rahmen der verfügbaren Software nicht möglich.

Tabelle 2:

Übersicht über die angesprochenen Verfahren zur Einbindung von Metallinselfilmen in dünnschicht-optischen Designrechnungen

Grundannahme	Modellierung des Metallinselfilms als optisch homogene isotrope Schicht mit optischen Konstanten n und k		Modellierung des Metallinselfilms als lateral inhomogene Schicht mit $n = n(y, z) = n(y + L_y, z + L_z)$
Optische Konstanten, n, k	Phänomenologischer Ansatz: Erhalten über Rückrechnung aus R und T an einzelnen Metallinselfilmen	Effektivmedienansatz: Erhalten über Mischmodell aus den optischen Konstanten der Mischpartner [47, 48, 49]	Unmittelbare Verwendung der optischen Konstanten der verwendeten Reinmaterialien
Designrechnung (R, T, A)	üblicher Matrixformalismus [41, 42, 46]		RCWA-Methode [50]

Bei der zweiten Methode wird angenommen, dass der Metallinselfilm optisch homogen und isotrop ist. Daher lassen sich die optischen Konstanten mittels Effektivmediumansatz bestimmen. Dabei wird ein Mischmodell aus den optischen Konstanten der Mischpartner angesetzt. Die Art des verwendeten Mischmodells [48, 49] hängt von der Mikrostruktur der Schicht, d. h. vom Füllfaktor und der Größe der Einschlüsse sowie deren verwen-

ten Materialien ab. Daraus werden die optischen Eigenschaften der Schicht berechnet. Darüber hinaus ist es auch möglich aus den gemessenen R - und T -Spektren die effektiven optischen Konstanten durch Rückrechnung ohne den Ansatz eines speziellen Mischmodells zu erhalten. Die genaue Kalkulation der effektiven optischen Konstanten wurde mit dem LCalc-Programm von S. Wilbrandt [46] vorgenommen. Dieses modelliert den komplexen Brechungsindex nach folgender Formel:

$$\hat{\epsilon}(\nu) = A + B\nu^2 + \sum_l \frac{J_l}{\pi} \left[\frac{1}{\nu_{0l} - \nu - i\Gamma_l} + \frac{1}{\nu_{0l} + \nu + i\Gamma_l} \right] \quad (7)$$

Dabei sind a und b Parameter für die Dispersion aufgrund von Oszillatoren außerhalb des betrachteten Spektralbereichs, ν_{0l} die Resonanzlage, Γ_l die Linienbreite und J_l die Linienintensität des l -ten Oszillators (siehe dazu Oszillatormodell [51, 52]). Daraus werden durch Variation dieser Oszillatorparameter die berechneten R - und T -Spektren an die gemessenen angenähert.

Der Vorteil dieser Methode ist die einfache und schnelle Bestimmung der n - und k -Werte. Dabei wird weder auf morphologische Aspekte noch auf die Mengenverhältnisse eingegangen, da nur die spektralen Kurven zur Berechnung herangezogen werden. Die erhaltenen Werte können in anderen Dünnschichtsimulationsprogrammen weiterverarbeitet werden. Der Nachteil liegt darin, dass nur Einzelschichten und keine Schichtstapel mit diesem Programm ausgewertet werden können.

Rigorous coupled Wave Approach (RCWA)

Die RCWA stellt eine numerische Methode zur exakten Beschreibung der optischen Eigenschaften von Beugungsgittern dar. 1982 beschrieben Moharam and Gaylord [53] erstmals diese Methode. Die RCWA-Methode gehört zu der Gruppe der modalen Methoden mit Fourierentwicklung (MMFE). In dieser Arbeit werden die resonanten Gitterwellenleiter sowie die Metallinseln mittels RCWA berechnet. Dafür wurde das kommerziell verfügbare Programm unigit von J. Bischoff und K. Hehl [50] verwendet. Dieses ermöglicht die numerische Simulation von Amplitude und Phase der Beugungsordnungen ein- und zweidimensionaler Gitterstrukturen. Die unveröffentlichte Referenz [54], sowie die Habilitationsschrift von J. Bischoff [55] wurde als Grundlage für die weitere Diskussion verwendet. Der

Algorithmus beruht auf dem bekannten und vorher dargestellten Matrixformalismus. Daher wird auf die Berechnung der homogenen Schichten (Bereich 1 und Bereich 2 in der Abb. 2.2) nicht näher eingegangen.

Im modulierten Bereich ist der Brechungsindex n in z -Richtung variiert (vergleich dazu Abb.2.2). Damit dieser Bereich berechnet werden kann, muss darauf geachtet werden, dass eine Abhängigkeit des Brechungsindex nur in z -Richtung vorhanden ist. Dies geschieht, indem man den modulierten Bereich in mehrere Scheiben unterteilt. Die Dicke der Scheiben hängt sowohl vom Material als auch vom Winkel der Materialgrenzschicht gegen die x -Koordinate ab (siehe Abb. 2.3). Je größer der Winkel, desto dünner müssen die RCWA-Scheiben gewählt werden. Auch bei Metallen benötigt man weitaus feinere Scheiben als bei Dielektrika.

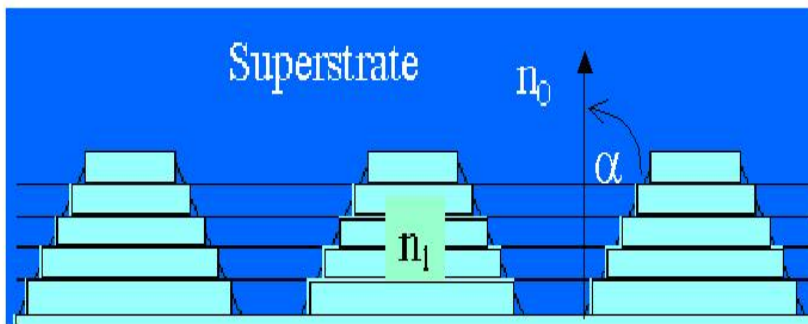


Abbildung 2.3:
Modulierter Bereich mit Zerlegung in mehrere Schichten [50]

Der Algorithmus der RCWA ist durch den verwendeten Matrixformalismus in der Berechnung unabhängig davon, ob es sich um eine klassische oder konische Beugung handelt. Ausgangspunkt für die RCWA-Berechnung sind die Maxwell'schen Gleichungen in differentieller Form. Durch das Einsetzen der Normalkomponenten in die Gleichung kommt man zu einem System gekoppelter Differentialgleichungen erster Ordnung für die Tangentialkomponenten. Die Schichten werden in Scheiben zerlegt, in denen sich die Brechzahl und die dielektrische Funktion ϵ in der Normalrichtung nicht ändern. Daher lässt sich die Differentialgleichung in ein System zweiter Ordnung überführen. In dieser Beziehung entkoppeln die E - und die H -Feldkomponenten. Da die Lösungen aus der entstehenden Differentialgleichung redundant sind, erzielt man eine um die Hälfte verringerte Anzahl an resultierenden Matrizen. Um das Differentialgleichungssystem zu lösen, werden zuerst die Tangentialkomponenten als Summen der Gittermoden ausgedrückt und die dielektrische Funktion in Scheiben fouriertransformiert. Dann wird die charakteristische Matrix diago-

nalisiert, d. h. Lösung eines Eigenwertproblems durch Bestimmung der Eigenwerte und Eigenvektoren. Das erlaubt die separate Lösung der durch die Ähnlichkeitstransformation entstandene Differentialgleichung für jede Gittermode.

Die RCWA beschreibt die optischen Eigenschaften von Beugungsgittern hinreichend exakt, wenn nur genügend Terme in der Fourier-Entwicklung des Feldes berücksichtigt werden. Die Genauigkeit der Lösung hängt also von der Rechenkapazität ab. Die benutzte Software ermöglicht es die Anzahl der mitgeführten Terme der Fourier-Entwicklung anzugeben. Außerdem besteht die Option für eine bestimmte Wellenlänge das Konvergenzverhalten zu überprüfen. Dabei wird für eine Wellenlänge die berücksichtigten Fourier-Ordnungen sukzessiv um eins erhöht und die Ergebnisse der Beugungseffizienzen grafisch dargestellt (truncation run). Daraus lässt sich ableiten wie viele Ordnungen berücksichtigt werden müssen, um ein entsprechend exaktes Ergebnis zu bekommen, bzw. um festzustellen, ob die Berechnung überhaupt konvergiert.

2.3 Oberflächenplasmon - Polaritonen und lokalisierte Oberflächenplasmonen

2.3.1 Einleitung

Metalle und deren Eigenschaften können sehr gut mit dem Drude-Modell beschrieben werden. Dabei werden die freien Elektronen im Metall als ein „Elektronensee“ mit hoher Dichte (ca. 10^{23}cm^{-3}) betrachtet. Die Dynamik des Gitters wird in dieser Näherung ignoriert. Aus diesem Ansatz folgt, dass sich longitudinale Dichtefluktuationen, sogenannte Plasmaoszillationen, im Volumen von Metallen ausbreiten können. Das Quant dieser „Volumen-Plasmonen“ hat die Energie

$$\hbar\omega_p = \hbar\sqrt{\frac{\rho e^2}{\epsilon_0 m_0}} \quad (8)$$

mit der Elektronendichte ρ , die in der Größenordnung von 10 eV liegt.

Das Quant der kollektiven Anregung von freien Elektronen im Festkörper wird als Plasmon bezeichnet. Die dielektrische Funktion von solchen Metallen kann näherungsweise geschrieben werden als

$$\epsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \quad (9)$$

wobei ω_p die Plasmafrequenz der longitudinalen Elektronenanregung ist.

Man kann Plasmonen anregen, indem man ein Elektron durch eine dünne Metallschicht schickt bzw. ein Elektron oder Photon an einer dünnen Schicht reflektiert wird. Die Ladung des Elektrons koppelt an die Fluktuationen des elektrostatischen Feldes der Plasmaschwingung an. Das reflektierte oder transmittierte Elektron erfährt einen Energieverlust, der ein ganzzahliges Vielfaches der Plasmonenenergie ist. Diese existierenden Phänomene sind im Detail theoretisch und experimentell mit der Elektronenenergieverlust Spektroskopie (EELS) untersucht worden [56],[57].

Eine wichtige Erweiterung der Plasmonenphysik stellt das Konzept der Oberflächenplasmonen dar. Die Maxwell'sche Theorie zeigt, dass sich elektromagnetische Oberflächenwellen entlang einer Metalloberfläche oder einer Metallschicht mit einem breiten Spektrum an Eigenfrequenzen von $\omega = 0$ bis $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$, abhängig vom Wellenvektor k ausbreiten können. Diese Elektronenplasmaoszillationen nahe der Metalloberfläche, die von der Brechung der Translationsinvarianz in der Richtung senkrecht zur Oberfläche herrühren, werden als Oberflächenplasmonen bezeichnet.

Wichtig ist es die beiden Oberflächenplasmonen, die sowohl an ausgedehnten, ebenen Metalloberflächen als auch in Metallpartikeln entstehen, auseinander zu halten. Bei ersteren kann sich der Zustand der Elektronenoszillation wie eine Welle mit einer bestimmten Phasengeschwindigkeit (in der Größenordnung der Vakuumlichtgeschwindigkeit) ausbreiten. Im zweiten Fall sind die Oberflächenplasmonen eine multipolare, auf den Cluster beschränkte, Elektronenschwingung [36].

2.3.2 Oberflächenplasmon-Polariton

Eine gemeinsame Anregung, bestehend aus Oberflächenplasmon und einem Photon wird als ein Oberflächenplasmon-Polariton bezeichnet. Um die Eigenschaften eines Oberflächenplasmons zu beschreiben, wird eine Metallschicht mit der dielektrischen Funktion ϵ_{Metall} auf einem Substrat betrachtet. Zur Vereinfachung soll das Substrat und das Umgebungsmedium jeweils aus einem dielektrischen und verlustfreien Material bestehen. Das elektrische Feld der Oberflächenplasmonen-Propagation auf einer Metallgrenzfläche kann in z-Richtung wie folgt beschrieben werden.

$$E_{0P}(z, x) = E_0 e^{ik_z z - k_x |x|} \quad (10)$$

Die Oberflächenplasmonen bewegen sich parallel zur Oberfläche, wobei die elektrische Feldstärke in x -Richtung (senkrecht zur Oberfläche) exponentiell abnimmt. Die Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen gibt die Bedingungen an, bei denen Oberflächenplasmonen optisch angeregt werden. Die Dispersionsrelation lässt sich aus den Maxwell'schen Gleichungen und den Übergangsbedingungen an einer Grenzfläche (z. B. Luft/Metall) herleiten. Siehe dazu z. B. [58, 59, 60].

$$k_z = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_{Umgebung}(\lambda) \epsilon_{Metall}(\lambda)}{\epsilon_{Umgebung}(\lambda) + \epsilon_{Metall}(\lambda)}} \quad (11)$$

Abb.2.4 zeigt, dass der Betrag des Oberflächenplasmon-Wellenzahlvektors k_{OP} für jede Frequenz größer als der des frei ausbreitenden Lichtes k_L ist. Um Oberflächenplasmonen anzuregen, muss der k_L und k_{OP} angepasst werden. Dies ist z. B. mit einem Prisma (Otto- oder Kretschmann-Konfiguration [58]) oder einer strukturierten dielektrischen Schicht möglich.

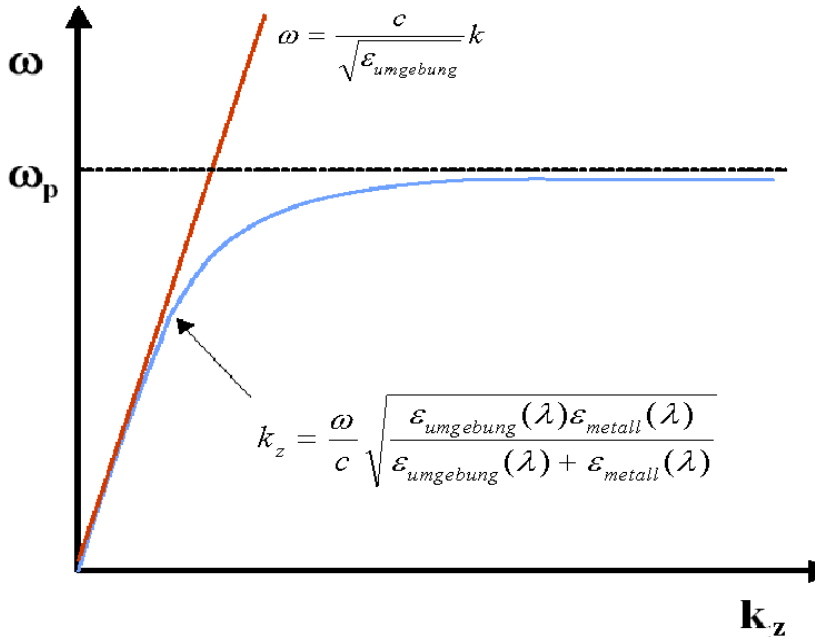


Abbildung 2.4:
Aus der Theorie zu erwartenden Kurvenverlauf der Dispersionsrelation eines Oberflächenplasmons an einer Metall-Dielektrikum-Grenzfläche [58].

2.3.3 Lokalisierte Oberflächenplasmonen in quasistatischer Näherung

In Metallinseln ist die Bewegung der freien Elektronen auf das Volumen des Partikels begrenzt. In einem elektromagnetischen Feld werden diese zur kollektiven Oszillation angeregt. Die Plasmonen weisen nur eine Nettoladung an der Oberfläche auf. Im Inneren wird die negative Ladung der Elektronen durch die positive Ladung der Atomrümpfe kompensiert. Die Oberflächenladung bewirkt ein induziertes Dipolmoment der Partikel, welches effizient mit dem Licht koppelt, so dass Oberflächenplasmonen leicht durch Absorption von elektromagnetischer Strahlung angeregt werden können.

Wenn der Radius r einer Metallsphäre viel kleiner als die Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes ist ($r \ll \lambda$), gilt die quasistatische Näherung. Die Polarisierbarkeit $\kappa(\omega)$ einer Metallkugel im Vakuum ist dann gegeben durch: [14, 34]

$$\kappa(\omega) = 4\pi r^3 \frac{n_{Metall}^2(\omega) - 1}{n_{Metall}^2(\omega) + 2} \quad (12)$$

wobei der Resonanzfall, d. h. Lichtabsorption bzw. Anregung von Oberflächenplasmonen eintritt, wenn

$$n_{Metall}^2(\omega) \rightarrow -2 \quad (13)$$

ist. Betrachtet man die Metallkugel eingebettet in ein Dielektrikum, so ändert sich die Polarisierbarkeit folgendermaßen:

$$\kappa(\omega) \propto \frac{n_{Metall}^2(\omega) - n_{Umgebung}^2(\omega)}{n_{Metall}^2(\omega) + 2n_{Umgebung}^2(\omega)} \quad (14)$$

Eine weitergehende Analyse zeigt, dass die Resonanzfrequenz von dem verwendeten Metall, der Größe und Form der Inseln sowie den Eigenschaften des Materials, in das die Inseln eingebettet sind, abhängt. Besonders durch die Variation von Größe und Form lässt sich daher die Lage der Absorption der Nanoteilchen gezielt einstellen und in einem weiten Bereich verändern. Daher muss die obige Formel wie folgt modifiziert werden.

$$\kappa_j(\omega) \propto \frac{n_{Metall}^2(\omega) - n_{Umgebung}^2(\omega)}{L_j n_{Metall}^2(\omega) + (1 - L_j) n_{Umgebung}^2(\omega)} \quad (15)$$

Durch den Depolarisationsfaktor L in Formel (15) wird die Form der Metallinsel berücksichtigt. Für Cluster in Form von Ellipsoiden kann L geschrieben werden als

$$L_j \equiv \frac{l_a l_b l_c}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s + l_j^2) \sqrt{(s + l_a^2)(s + l_b^2)(s + l_c^2)}} \quad j = a, b, c. \quad (16)$$

Aus Formel (16) folgt für sphärische Cluster ein L -Wert von $1/3$.

Bei der Herstellung von Metallinseln durch Elektronenstrahlverdampfung haben die Inseln keine exakte Kugelform, sondern sind je nach Abscheidetemperatur mehr oder weniger wurmförmig, mit einer statistischen Verteilung auf dem Substrat. Das einfallende Licht kann im wurmförmigen Gebilde entlang zwei verschiedener Achsen Plasmonen anregen. Wobei die Plasmonenanregung entlang der großen Halbachse zu einer niedrigeren Absorptionsfrequenz und quer dazu zu einer höheren Frequenz führt. Durch ihre statistischen Verteilung im Material führt dies in Summe zu einer Verbreiterung der Absorptionslinie.

2.4 Das Funktionsprinzip von resonanten Gitter-Wellenleiter-Strukturen (GWS)

2.4.1 Dielektrische Gitter-Wellenleiter-Strukturen

In Kapitel 2.1.2 wurde das Prinzip eines klassischen Reflektors beschrieben. Eine Alternative, einen schmalbandigen Reflektor zu designen, soll in diesem Kapitel besprochen werden. Anstatt einem periodischen Aufbau von hoch- und niedrigbrechenden Schichten senkrecht zur Oberfläche, wie dies bei dielektrischen Spiegeln der Fall ist, kann auch eine Strukturierung parallel zur Oberfläche erfolgen. Der grundlegende Aufbau einer sogenannten Gitter-Wellenleiter-Struktur (GWS) besteht aus einem eindimensionalen diffraktiven Gitter auf einer hochbrechenden Schicht, die wiederum auf einem niedrigbrechenden Substrat aufgebracht ist. In Abb.2.5 ist eine solche resonante GWS skizziert. Als Umgebungsmaterial wird Luft angenommen. Bei der Untersuchung dieser Struktur ergeben sich für bestimmte Wellenlängen und Einfallswinkel scharfe Resonanzbedingungen, in denen die optische Effizienz zwischen der reflektierten und transmittierten Welle in einem schmalen Parameterbereich wechselt [10, 17, 19]. Die Phänomene wurden erstmals von Wood [61] beobachtet und als Wood'sche Anomalien bezeichnet. Es gibt zwei verschiedene Arten von Anomalien. Den Rayleigh-Typ, der die klassischen Wood'schen Anomalien beschreibt

und den Resonanz-Typ. Die Rayleigh Anomalien treten bei Wellenlängen ($\lambda = \Lambda$ und $\lambda = n_s \cdot \Lambda$ mit der Gitterperiode Λ und der Substratbrechzahl n_s für senkrechten Lichteinfall) auf, deren höheren Beugungsordnungen gerade streifende Ausbreitung zeigen. Diese Wellen breiten sich nicht ins Schichtmaterial aus (evaneszente Wellen) und daher wird deren Energie in andere Beugungsordnungen transferiert. Diese Anomalien wurden z. B. bei Gittern, die direkt auf dem Substrat aufgebracht sind, beobachtet (siehe dazu Abb.6.9). Wobei der Resonanz-Typ auf der resonanten Kopplung von einfallender Welle mit der in einem dielektrischen Wellenleiter geführten Welle beruht, wie dies bei GWS der Fall ist [10, 19, 62].

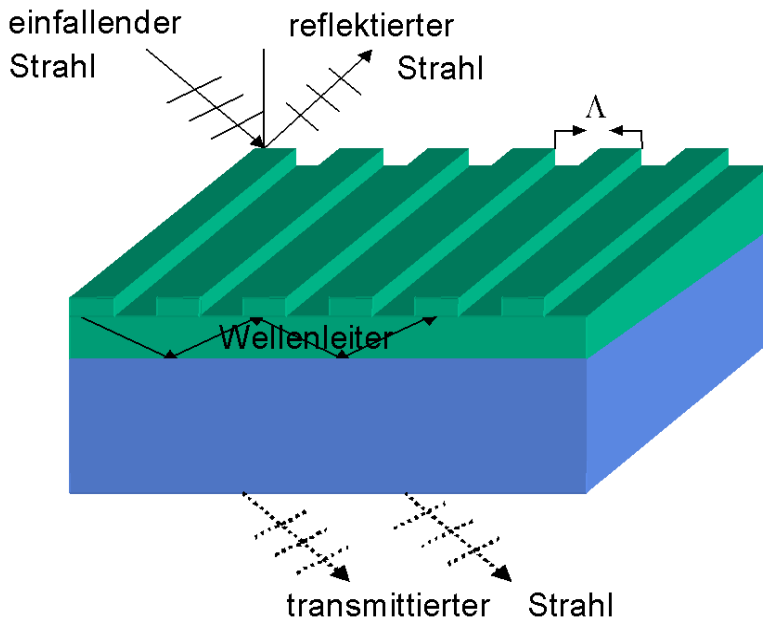


Abbildung 2.5:
Prinzipieller Aufbau einer
Gitter-Wellenleiter-Struktur

Für die phänomenologische Beschreibung von Gitter-Wellenleiter-Strukturen betrachtet man die Phasen der einfallenden ebenen Welle zur gebeugten Welle. Die destruktive Interferenz zwischen diesen Wellen führt zu einem Abfall der Transmission der ansonsten transparenten Struktur und zu einem scharfen Reflexionspeak bei Resonanzbedingung. Dieses Modell gilt für dünne Gitter, deren Gittertiefe t im Vergleich zur Wellenlänge des einfallenden Lichtes klein ist, und lässt sich durch eine Überlagerung verschiedener Teilwellen analog zu einem Fabry-Perot Resonator beschreiben. Das transmittierte elektrische Feld setzt sich aus dem Feld der nullten Beugungsordnung und den Feldern, die in den Wellenleiter einkoppeln und ein bzw. mehrere Umläufe in dem Wellenleiter hinter sich haben, zusammen. Es zeigt sich bei Resonanz, dass zwischen E_{t0} (nullte Beugungsordnung)

und allen weiteren Strahlen, die einen oder mehrere Umläufe im Wellenleiter durchgeführt haben, gerade ein Phasenunterschied von π auftritt. Die Strahlen interferieren destruktiv, und daher wird keine Intensität durch die GWS transmittiert. Wenn keine Absorption vorliegt, dann erreicht das Reflexionsvermögen 100%. [10]

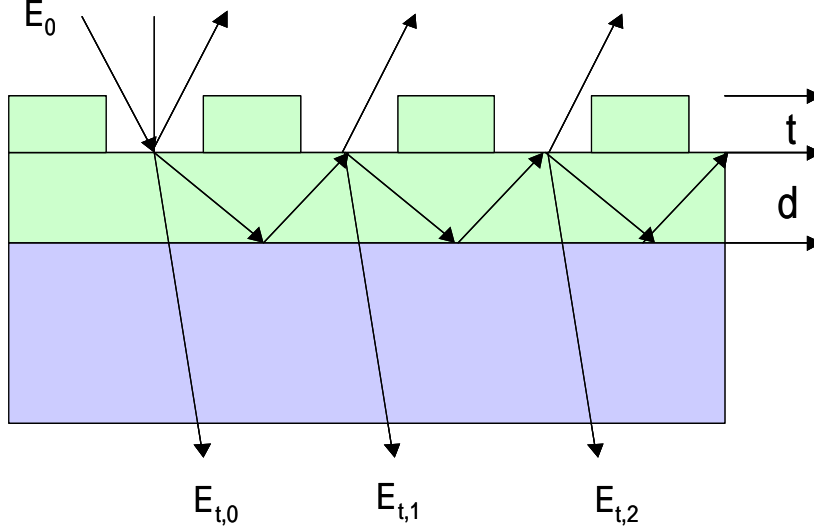


Abbildung 2.6:
Darstellung einer GWS mit den schematischen Strahlengängen der 0. und 1. Beugungsordnung im Wellenleiter und das zusammengesetzte transmittierte elektrische Feld

Für die mathematische Beschreibung wird angenommen, dass die Gittertiefe ($t \ll \lambda_0$) sowie die Absorption der Wellenleiterschicht vernachlässigbar sind. Dann ist die Phasenbeziehung zur Ausbreitung von Wellenleitermoden gegeben durch: [63]

$$\frac{4\pi}{\lambda_0} n d \cos \Psi - 2\delta_{21} - 2\delta_{23} = 2m\pi \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (17)$$

$-2\delta_{21}$ ist die Phasenverschiebung der Welle, welche am Wellenleiterschicht-Luft-Übergang und $-2\delta_{23}$ die Phasenverschiebung, welche am Wellenleiterschicht-Substrat-Seite reflektiert wird. Mit λ_0 wird die Resonanzwellenlänge, n der Wellenleiterbrechzahl, d die Wellenleiterdicke, Ψ der Beugungswinkel, und m die Interferenzordnung bezeichnet. Der Winkel Ψ ist der Beugungswinkel der ersten Beugungsordnung im Wellenleiter und gegeben durch:

$$\cos \Psi = \sqrt{1 - \frac{(\Lambda \sin \varphi \pm \lambda_0)^2}{n^2 \Lambda^2}} \quad (18)$$

Λ entspricht der Gitterperiode und φ dem Einfallswinkel.

Auf Basis der Wellenleiterbedingung Gl.(17) gelang es, einen analytischen Zusammenhang zwischen Schichtdicke d , Gitterperiode Λ und Resonanzwellenlänge λ_0 zu finden. Dieser Ausdruck lässt sich explizit nach der Schichtdicke auflösen, womit sich im Grenzfall $t \ll \lambda_0$ für senkrechten Lichteinfall die folgenden Formeln ergeben: [15, 64]

$$d_m = \frac{\lambda_0 \Lambda}{2\pi} \frac{m\pi + \delta_{21} + \delta_{23}}{\sqrt{n^2 \Lambda^2 - \lambda_0^2}} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (19)$$

$$\tan \delta_{21,s} = \frac{1}{n^2} \tan \delta_{21,p} = \sqrt{\frac{\lambda_0^2 - \Lambda^2}{n^2 \Lambda^2 - \lambda_0^2}} \quad (20)$$

$$\tan \delta_{23,s} = \frac{n_s^2}{n^2} \tan \delta_{23,p} = \sqrt{\frac{\lambda_0^2 - n_s^2 \Lambda^2}{n^2 \Lambda^2 - \lambda_0^2}} \quad (21)$$

$$\Lambda \in \left[\frac{\lambda_0}{n}, \frac{\lambda_0}{n_s} \right] \quad (22)$$

Die Indices s und p beschreiben den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes (s = TE-Polarisation, p = TM-Polarisation), und n_s ist die Substratbrechzahl.

Mit den oben gezeigten Gleichungen kann für eine bestimmte Resonanzwellenlänge die ungefähre Dicke des Wellenleiters als Startwert für die RCWA-Berechnung abgeschätzt werden, da mit abnehmender Gittertiefe t sich die Dicke des Wellenleiters und die Dicke aus der Wellenleiterbedingung annähern. Die Abb.2.7 stellt dies graphisch dar. Als Startwert der Wellenleiterdicke wurde nach obiger Formel $d = 107 \text{ nm}$ für senkrechten Lichteinfall und mit folgenden Parametern berechnet: Resonanzwellenlänge $\lambda_0 = 500 \text{ nm}$; Wellenleiterbrechzahl $n = 1,8$; Substratbrechzahl $n_s = 1,44$; Gitterperiode $\Lambda = 330 \text{ nm}$ für TE-Polarisation.

Die Eignung der Formel (19) beschränkt sich nicht nur auf die Bestimmung des Startwertes für die Schichtwellenleiterdicke, sondern ermöglicht im Weiteren auch Abschätzungen zur Stabilität der Resonanzwellenlänge mit verschiedenen Designparametern zu machen. Sie erlaubt z. B. die Kalkulation der Ableitung der Resonanzwellenlänge nach der Brechzahl des Schichtwellenleiters. Für den senkrechten Lichteinfall und für TE- und TM-Polarisation ergibt sich [64]:

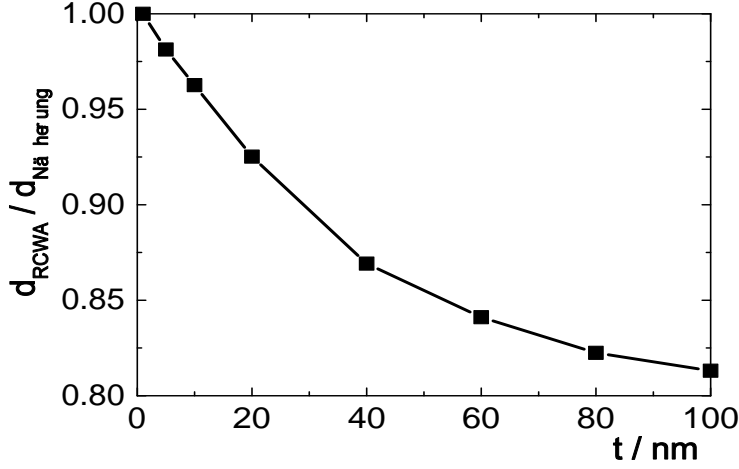


Abbildung 2.7:

Mit abnehmender Gittertiefe t nähert sich die Dicke des Wellenleiters der Dicke, die in der Näherungsformel (19) angegeben wurde, an. Folgende Parameter wurden verwendet: $\lambda_0 = 500$ nm; $n = 1,8$; $n_s = 1,44$; $\Lambda = 330$ nm; $d = 107$ nm; TE-Polarisation.

$$\frac{d\lambda_0}{dn} = - \frac{n\lambda(n^2\Lambda^2 - \lambda^2) \left(\frac{\tan\Psi_{21,s}}{1-n^2} + \frac{\tan\Psi_{23,s}}{n_s^2-n^2} \right) - \lambda\Lambda^2(m\pi + \Psi_{21,s} + \Psi_{23,s})}{n^2\Lambda^2(m\pi + \Psi_{21,s} + \Psi_{23,s}) + \lambda^2 \left(\frac{1}{\tan\Psi_{21,s}} + \frac{1}{\tan\Psi_{23,s}} \right)} \quad (23)$$

$$\frac{d\lambda_0}{dn} = - \frac{q(n^2\Lambda^2 - 2\lambda^2) \left[\frac{\tan\Psi_{21,p}}{q+n^4(\lambda^2-\Lambda^2)} + \frac{n_s^4 \tan\Psi_{23,p}}{n_s^4 q + n^4(\lambda^2-n_s^2\Lambda^2)} \right] - z}{n\lambda^{-1}z + n^5\lambda\Lambda^2 \left\{ \frac{n^2-1}{\tan\Psi_{21,p}[q+n^4(\lambda^2-\Lambda^2)]} + \frac{n^2-n_s^2}{\tan\Psi_{23,p}[n_s^4 q + n^4(\lambda^2-\Lambda^2)]} \right\}} \quad (24)$$

mit $q = (n^2\Lambda^2 - \lambda^2)$ und $z = n^2\Lambda^2(m\pi + \Psi_{21,p} + \Psi_{23,p})$

Die Abb.2.8 veranschaulicht, welchen Einfluss die Gitterperiode auf die Änderung der Resonanzwellenlänge zum Brechungsindex hat. Sie ist minimal für die größtmögliche Gitterperiode (λ_0/n_s) bei senkrechtem Lichteinfall und vernachlässigter Gittertiefe.

Die Formeln (23) und (24) erlauben nicht nur die Selektion möglichst stabiler Designs. In vielen Anwendungen kann es vorteilhaft sein, die Reflexionscharakteristik in gewissen Bereichen durchstimmbare zu gestalten [32]. Gl. (23) und (24) gestatten die direkte Berechnung des Wellenlängenshifts des Reflexionspeaks einer GWS bei Brechzahlverstimmung. Das erlaubt beispielsweise die Vorhersage des thermischen Shifts über

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{d\lambda}{dn} \frac{dn}{dT} \quad (25)$$

(T hier Temperatur), wobei $\frac{dn}{dT}$ für das jeweilige Schichtmaterial unter gegebenen Abscheidebedingungen charakteristisch ist.

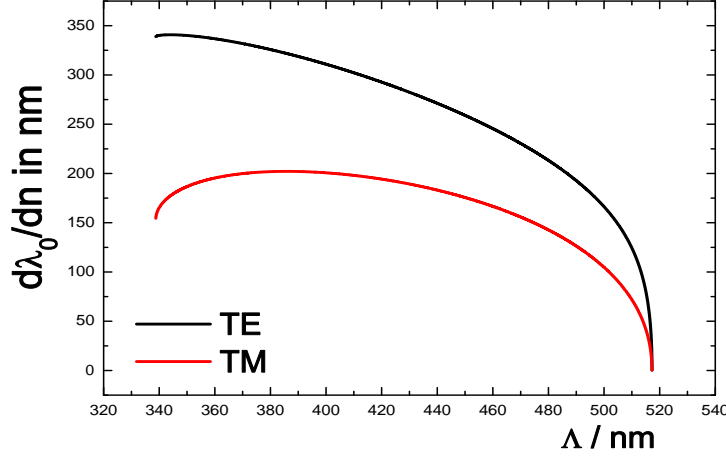


Abbildung 2.8:
Ableitung $d\lambda_0/dn$ aus Glg.
(23) und (24) als Funktion
der Gitterperiode

In Formel (19) wurde die Absorption vernachlässigt. In der Praxis wird jedoch die Wellenleiterschicht nicht absorptionsfrei sein. Die Absorption führt zu Verlusten beim Lichtdurchlauf und zerstört die Totalreflexion an den Grenzflächen des Wellenleiters, und das führt zu einer Resttransmission auch in der Resonanzbedingung. Beides bedeutet eine Reduktion des Reflexionsvermögens R_{max} .

$$R = 1 - T - A \Rightarrow R_{max} < 1 - A \quad (26)$$

Die Absorption A hängt von dem Schicht-Extinktionskoeffizienten k und der Lebensdauer des Photons im Wellenleiter ab. Je schmalbandiger der Reflexionspeak der GWS sein soll, desto länger muss das Photon im Wellenleiter bleiben und desto größer ist aber die Wahrscheinlichkeit, dass es absorbiert wird. Für eine kleine Absorption ($A \ll 1$), ergibt sich folgende Bedingung:

$$\frac{k(\lambda_0)}{n(\lambda_0)} < \frac{\Gamma}{2\lambda_0}(1 - R_{max}), \quad (27)$$

wobei Γ die Halbwertsbreite des Reflexionspeaks darstellt.

Mit dieser Gleichung ist es schon vor der Simulation möglich, die in Frage kommenden Materialparameter für den GWS-Reflektor zu ermitteln, um die vorgegebenen Spezifika-

tionen für die maximale Reflexion und Halbwertsbreite des Reflexionspeaks zu erfüllen.

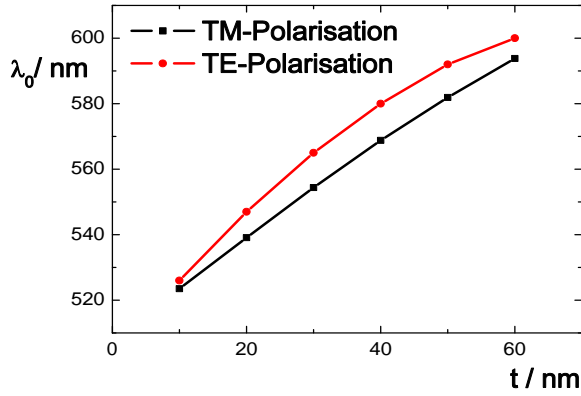


Abbildung 2.9:
Abhängigkeit der Resonanzwellenlänge von der Gittertiefe t ; Berechnung mit RCWA: $n_{wl} = 2, 4$; $k_{wl} = 0$; $d = 70$ nm; $\Lambda = 330$ nm

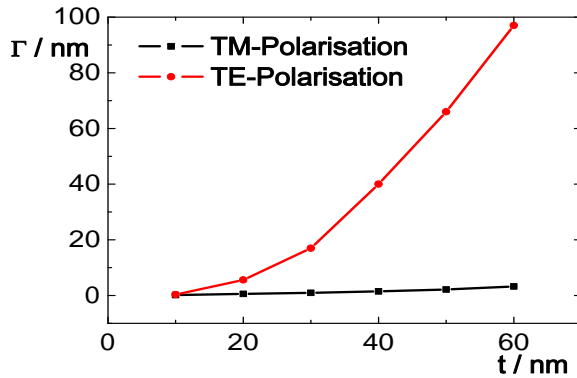


Abbildung 2.10:
Die Bandbreite ist abhängig von der Gittertiefe, berechnet mit den in Abb.2.9 beschriebenen Parametern

Bei einer genaueren Analyse können für eine bestimmte Gitterperiode folgende Trends ermittelt werden:

- Die Resonanzwellenlänge λ_0 wächst mit steigender Gittertiefe t (Abb.2.9)
- Die Resonanzbreite Γ steigt mit größer werdender Gittertiefe t solange $t \ll \lambda_0$. (Abb.2.10)
- Die Resonanzbreite Γ fällt bei steigender Wellenleiterschichtdicke d .
- Die Anzahl der Reflexionspeaks nimmt mit der Wellenleiterschichtdicke d zu.

Zur Erzeugung ultraschmaler Reflexionspeaks hat sich die Gittertiefe als ein wichtiger Designparameter herausgestellt. Denn laut der Abb.2.10 und der Theorie strebt die Breite

der Resonanz gegen Null für eine verschwindende Gittertiefe. Damit ist es möglich mit sehr kleinen Gittertiefen, sehr schmalbandige resonante GWS herzustellen.

Vergleich klassischer Reflektor mit GWS Reflektoren

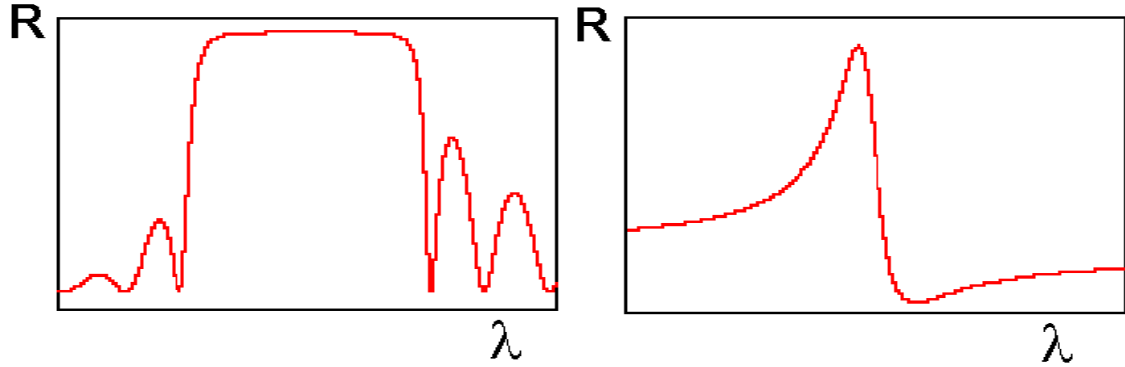


Abbildung 2.11: Links: Form und Breite eines klassischen $\lambda/4$ -Stacks Reflektors und rechts: eines GWS Reflektors [64]

Die Form des Stopbandes eines klassischen Reflektors gleicht einem Plateau [1], wohingegen die Form der Resonanzbedingung bei GWSs eine Lorentzform besitzt [18] (vgl. Abb.2.11). Aus Gleichung (19) sowie Abb. 2.9 und Abb. 2.10 geht hervor, dass sowohl Resonanzbreite als auch Resonanzwellenlänge der GWS mit zwei geometrischen Parametern, der Schichtdicke und Gittertiefe, bei festbleibender Gitterperiode Λ beeinflussbar sind. Dies ist beim klassischen $\lambda/4$ -Reflektor, deren Resonanzbreite durch die Brechzahlen bestimmt ist, nicht möglich. Die Lage der Resonanz der GWS kann näherungsweise mit der Wellenleitergleichung Formel (17) berechnet werden. Wohingegen die Resonanzlage des klassischen Spiegels durch die Schichtdicke und Brechzahl festgelegt ist. Betrachtet man die zwei Systeme unter schrägem Lichteinfall, so lässt sich beim HL-Design der traditionelle Winkelshift von $\sqrt{n^2 - \sin^2\varphi}$ beobachten. Die Resonanz der GWS dagegen spaltet sich in zwei Resonanzen auf, deren Lage mit größer werdendem Winkel immer mehr auseinander driftet. Dies hängt damit zusammen, dass bei schrägem Lichteinfall die ersten und minus ersten Beugungsordnungen nicht mehr symmetrisch sind und unter zwei verschiedenen Winkeln im Wellenleiter totalreflektiert werden. [65]

2.4.2 Metallische Gitter-Wellenleiter-Strukturen

Die Verwendung von nanostrukturierten Edelmetallschichten stellt eine weitere Möglichkeit dar, selektive Absorber zu erzeugen. Durch TM-polarisiertes Licht (E-Vektor steht

senkrecht zu den Gitterlinien) können auf einer Metallschicht propagierende Oberflächenplasmon-Polaritonen angeregt werden. Dabei werden die Elektronen des Leitungsbandes durch das einfallende Licht in Schwingung versetzt. Dieses induziert wiederum ein elektromagnetisches Feld, das sich an der Oberfläche zwischen Metall und Dielektrikum ausbreitet. Senkrecht dazu nimmt das Feld exponentiell ab. Die strukturierte Fläche dient als Gitterkoppler für die Anregung propagierender Plasmonen. Dabei nimmt der Realteil der Tangentialkomponente des Wellenvektors des Plasmons den gleichen Wert wie der reziproke Gittervektor an. Im Idealfall rein reeller dielektrischen Funktion ergibt sich für senkrechten Lichteinfall folgende Resonanzbedingung:

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_{Umgebung}(\lambda)\epsilon_{Metall}(\lambda)}{\epsilon_{Umgebung}(\lambda) + \epsilon_{Metall}(\lambda)}} \quad (28)$$

wobei Λ die Gitterperiode und ϵ die dielektrische Funktion des Metalls bzw. des Umgebungsmediums darstellt.

Aus der obigen Gleichung ist ersichtlich, dass die Lage der Resonanz vom Umgebungsmaterial abhängt. Dies verdeutlicht das folgende Beispiel: Zur Berechnung des Absorptionsvermögens A wurde für ein Goldgitter, eine Geometrie entsprechend Abb.2.12 (links) angenommen. Dient als Einfallsmaterial Luft, so verhält sich das Absorptionsvermögen bei senkrechtem Lichteinfall entsprechend der schwarzen Kurve in Abb.2.12 (rechts). Das Absorptionsvermögen für Magnesiumfluorid als Umgebungsmedium wird durch die rote Kurve wiedergegeben. Die Anregungswellenlänge des Oberflächenplasmon-Polaritons verschiebt sich von ca. 600 nm bei Gold-Luft-Grenzfläche hin zu 800 nm bei Bedeckung des Gitters mit Magnesiumfluorid.

Bei Anwendung hinreichend dünner Magnesiumfluoridschichten sollte demnach die Anregungswellenlänge durch Änderung der MgF_2 -Schichtdicke zwischen 600 nm und 800 nm einstellbar sein. Man erhält somit einen durchstimmbaren polarisations- und wellenlängen-selektiven Absorber.

Bei dickerer Wellenleiterschicht können höhere Resonanzen beobachtet werden. Diese Resonanzen können für Strukturen, in welcher die Metallschicht eine endliche Leitfähigkeit besitzt, durch ein mathematisches Modell, basierend auf Null- und Pol-Stellen der Reflexion in der komplexen Ebene, beschrieben werden [17]. Phänomenologisch lassen sich diese metallischen GWS-Strukturen folgendermaßen beschreiben. Der GWS-Absorber be-

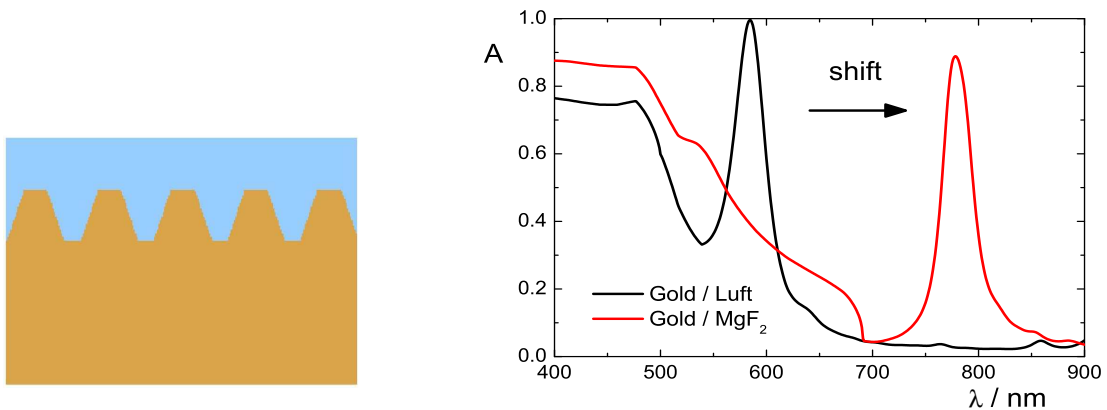


Abbildung 2.12: Links: Angenommene Geometrie des Goldgitters; Rechts: Berechnetes Absorptionsvermögen des Gitters bei senkrechten Lichteinfall (TM-Welle) mit Luft und MgF_2 als Einfallsmedien

steht seinerseits aus einer Wellenleiterschicht sowie einer strukturierten Metallschicht. Die einfallende elektromagnetische Welle kann entweder reflektiert oder absorbiert werden, Transmission ist durch die entsprechend dicke Metallschicht (ca. 200 nm) nicht möglich. Das gesamte System kann durch ein Vielstrahlinterferenzmodell beschrieben werden. In Abb.2.13 ist der Strahlengang der nullten und ersten Beugungsordnung schematisch auf-

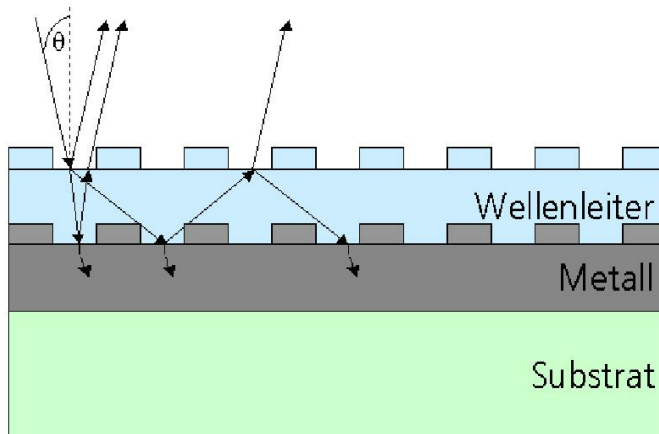


Abbildung 2.13:
GWS-Absorber mit schematisch dargestellten Beugungsordnungen

gezeichnet. Die transmittierte Welle wird an der Metallgrenzfläche zum Teil reflektiert und der Rest absorbiert. Die erste Beugungsordnung wird durch Totalreflexion an der Luft-Wellenleiter-Grenzfläche im Wellenleiter geführt und kann an der Metallschicht absorbiert werden. Im Resonanzfall erreicht man destruktive Interferenz in Reflexion, so dass die gesamte eingestrahelte Intensität absorbiert wird.

3 Experimentelle Verfahren

3.1 Beschichtungsprozess

Die üblichen Methoden für das Abscheiden optisch dünner Schichten sind PVD-Verfahren (physical vapor deposition) wie Aufdampfen, Zerstäuben und Ionenplattieren sowie reaktive Varianten dieser Prozesse. Die Beschichtungen der in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Proben wurden großteils mittels eines Aufdampfprozesses in der kommerziellen Hochvakuumbeschichtungsanlage vom Typ Balzers BAK 640 realisiert. Im Rezipienten befinden sich zwei Widerstands- sowie zwei Elektronenstrahlverdampfungseinrichtungen. Zur Kontrolle der Schichtdicke dient ein Schwingquarz. Mit diesem wird die Frequenzänderung, die sich durch die Massenzunahme am Schwingquarz aus der aufwachsenden Schicht ergibt, gemessen. Die Substrate liegen auf einer rotierenden Kalotte. Oberhalb dieser befindet sich eine Substratheizung, mit der die Substrate auf ca. 300°C erwärmt werden können. (Siehe Abb.3.1)

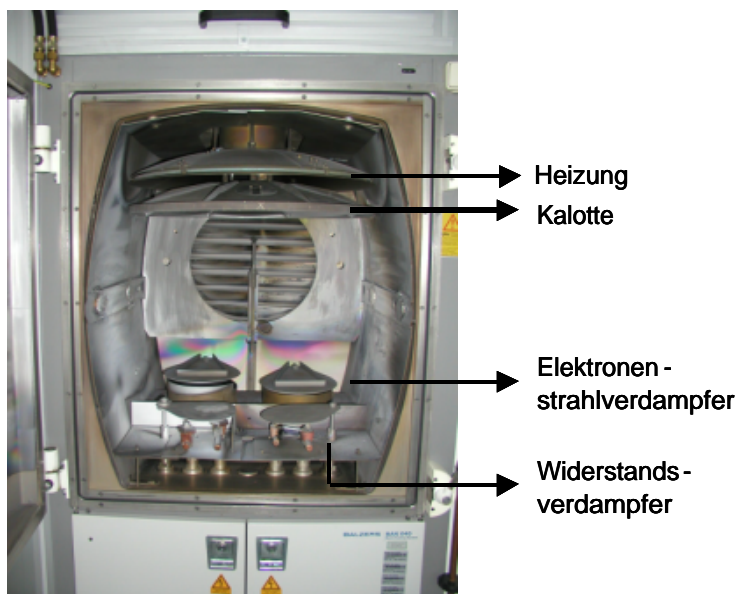


Abbildung 3.1:
Geöffneter Rezipient einer
Balzers BAK 640

Bestimmte Materialien, wie z. B. Niobpentoxid lassen sich nicht hinreichend absorptionsarm an einer herkömmlichen Aufdampfanlage herstellen. Daher wurden diese Schichten an der Hochvakuumbedampfungsanlage Leybold SYRUS pro 1100 erzeugt. Die Besonderheit dieser Anlage stellt die Plasmaionenquelle APS (Advanced Plasma Source) dar. Diese ist am Boden nicht ganz im Zentrum der Anlage positioniert und besteht aus einem Kupferzylinder als Anode, einer beheizten Lanthanhexaborid-Kathode, sowie einer Ma-

gnetzpule. Die Plasmaquelle wird mit Argon als Arbeitgas betrieben. Durch das Anlegen einer Spannung entsteht ein Glimmentladungsplasma. Die Aufgabe des Magnetfeldes ist es, die Plasmadichte zu erhöhen und in Richtung Substrathalter zu beschleunigen.

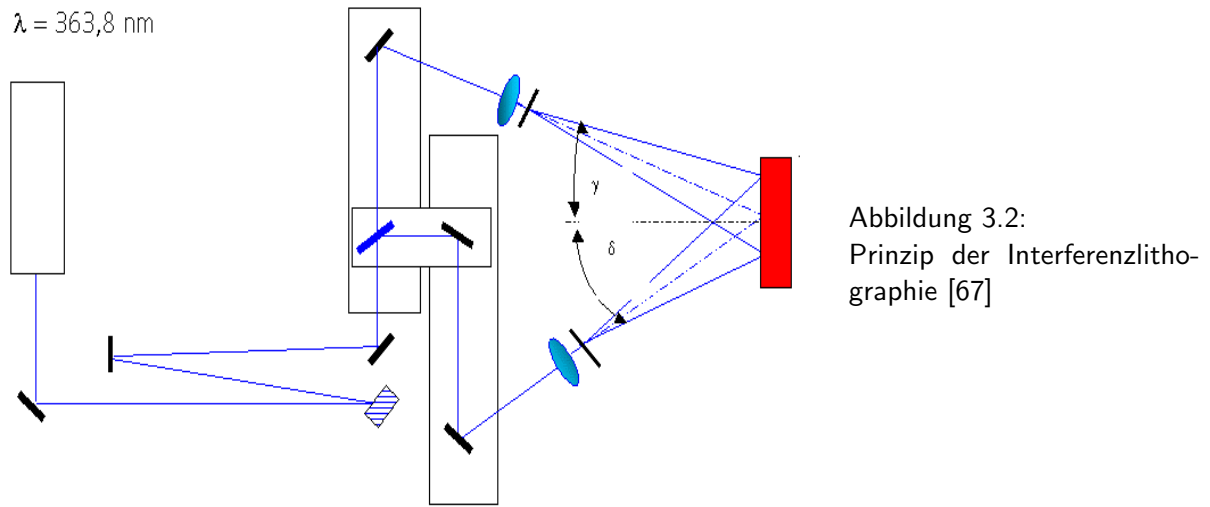
Die Goldschichten wurden an der Sputteranlage MRC 903M der Firma Kenotec SRL präpariert. Da Goldschichten auf Quarz schlecht haften, wird als Haftvermittler eine dünne Titanschicht unter der Goldschicht aufgebracht. Die Beschichtung erfolgt durch Magnetron-Sputtern, d. h. hinter dem Target (Beschichtungsmaterial) ist ein Magnetsystem angeordnet, welches die Sekundärelektronen auf eine Kreisbahn zwingt und somit ein sehr dichtes Plasma erzeugt.

3.2 Strukturierungsprozess

Die Herstellung der Gitter erfolgte mit litho- und holographischen Verfahren. Das lithographische Verfahren zeichnet sich dadurch aus, dass eine sensitive Resistschicht, die sich auf dem zu strukturierenden Substrat befindet, durch elektromagnetische Strahlung oder Teilchenbeschuss chemisch verändert wird. Durch anschließendes selektives Entfernen (Entwicklungsprozess) bildet sich die Gitterstruktur im Resist heraus. Im Unterschied dazu erzeugt man beim holographischen Verfahren zwei ebene elektromagnetische Wellen, die durch Interferenz ein ortsfestes Muster erzeugen, das zur Resistbelichtung führt. Die Gitterperiode ist durch den optischen Versuchsaufbau und die Belichtungswellenlänge weitgehend vorgegeben. Der Vorteilhaftigkeit dieses Verfahrens liegt in der Möglichkeit alle Gitterlinien gleichzeitig belichten zu können. Die Größe der erzeugten Gitterstruktur hängt im wesentlichen dann noch von der nutzbaren Fläche des Interferenzmusters ab. [66]

Die Elektronenstrahlolithographie wurde am Institut für Angewandte Physik der Friedrich Schiller Universität Jena durchgeführt. Der verwendete Elektronenstrahlschreiber ist ein LION LV1 der Firma Leica. Dies ermöglicht eine maskenlose Herstellung von Strukturen in der Größenordnung von bis zu 20 nm. [66]

Die Strukturierung mittels Laserlithographie erfolgte in der Abteilung Mikrooptik am Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik an einer dort entwickelten Belichtungseinrichtung, die aus Flexibilitätsgründen das Stadium eines Laboraufbaus nicht überschreitet. Die Gitter wurden durch Überlagerung von zwei Laserstrahlen, die ein Interferenzstreifensystem erzeugt, hergestellt (Abb.3.2).



Die Interferenzmaxima bewirken eine Belichtung des Resists, dessen Vernetzung dadurch zerstört wird. Die vernetzten und unvernetzten Moleküle weisen eine unterschiedliche Löslichkeit auf. Daher können die belichteten Bereiche nasschemisch herausgelöst werden. Nach dem Entwicklungsprozess entsteht auf dem Substrat eine Gitterstruktur. Die Gitterperiode Λ hängt von den Einfallswinkeln γ und δ sowie der Belichtungswellenlänge λ ab.

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin\gamma + \sin\delta} \quad (29)$$

Die praktische Grenze für die kleinste erzeugbare Strukturperiode liegt bei $\Lambda_{min} = 0,6 \cdot \lambda$. Das bedeutet im Weiteren, dass bei der verwendeten Laserwellenlänge von $\lambda = 363,8 \text{ nm}$ eine kleinste Gitterperiode von höchstens 218 nm realisiert werden kann. Diese Limitierung entsteht dadurch, dass für die Strukturierung ein großer Interferenzkontrast benötigt wird. Dieser ist nur bei der s-Polarisation (senkrecht zur Einfallsebene) vorhanden. Werden die Einfallswinkel von γ und δ größer als 56° , steigen die Strahlungsverluste in Folge der Fresnelreflexion an der Resistoberfläche dramatisch an. Eine weitere wichtige Anforderung bei der Strukturierung ist die Gewährleistung der Stabilität des Interferenzstreifensystems während der Belichtung. Die Stabilitätsforderungen liegen in der Größenordnung von $\lambda/10$, d. h. ca. 30 nm. Damit diese Bedingungen eingehalten werden können, muss der Aufbau auf einem schwingungsgedämpften Tisch und unter einem Gehäuse erfolgen. Bei dem verwendeten Aufbau ist zusätzlich ein Michelson-Interferometer installiert, da-

mit einer zeitabhängigen Stabilitätskontrolle möglich ist. Da im Belichtungszeitraum (einige Minuten) die Stabilitätsforderungen erfüllt waren, konnte auf eine aktive Interferenzfeldstabilisierung verzichtet werden [67].

3.3 Spektrale Analyse

Ein wesentlicher Punkt der vorliegenden Arbeit ist die optische Charakterisierung der hergestellten Proben. Je nach zu untersuchender Größe der Probenfläche wurde ein Spektralphotometer oder ein Mikroskopphotometer verwendet. Da einige der strukturierten Proben sehr winkelsensitiv waren, konnten sie nicht mit dem Mikroskopphotometer untersucht werden. Daher wurde in enger Zusammenarbeit mit dem IOF ein Lasermessplatz am Laser-Laboratorium Göttingen aufgebaut.

3.3.1 Spektralphotometer (SPM)

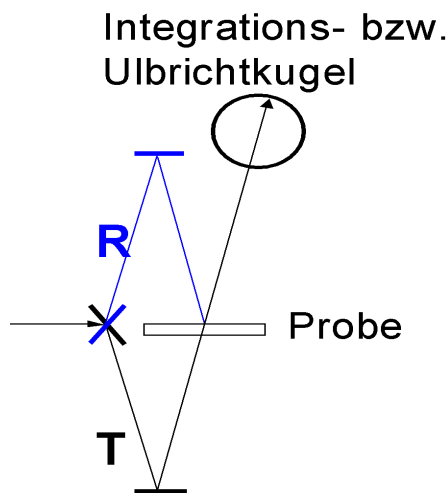


Abbildung 3.3:
Schematische Darstellung eines VN-Einsatzes [68]

Spektralphotometer sind die in der Dünnschichttechnologie am meisten verbreiteten Geräte zur optischen Charakterisierung von Schichten. Sie sind aus drei Teilen, der Lichtquelle, dem dispersiven Element und dem Detektor aufgebaut. Das verwendete SPM, ein Perkin Elmer Lambda 900 bzw. 19, ist ein Zweistrahl-Gitter-Spektrometer, d. h. es wird ein Referenzstrahl und Probenstrahl verwendet, um unerwünschte Intensitätsschwankungen auszugleichen. Der 0%-Wert wird durch den Dunkelstrom des Detektors festgelegt, für die Festlegung des 100% Wertes ist vor einer Messserie ein Abgleich durchzuführen. Die Messgenauigkeit der Reflexions- und Transmissionswerte und der Wellenlängen liegen laut Hersteller bei 0,5% bzw. bei 0,08 nm. Die spektrale Auflösung ist durch die Breite des Abbildungsspalts von 0,05 nm bis 5 nm regulierbar. Zur Vermessung der Reflexion und

Transmission stehen unterschiedliche Messeinsätze zur Verfügung. In den meisten Fällen wird dafür der VN-Einsatz (Abb.3.3) verwendet, wobei „V“ für den Strahlengang bei der Transmissionsmessung und „N“ für den bei Reflexionsmessung steht (vgl. Abb.3.3). Der Vorteil des VN-Einsatzes ist, dass nicht mehr die Probe selbst für die T - und R -Messung sondern nur noch der Spiegelsatz bewegt wird. Dies hat den Vorteil, dass die R - und T -Messungen an der selben Stelle auf der Probe ausgeführt werden und folglich eventuelle Schichtdickenunterschiede auf der Probe in der Auswertung nicht mehr zu berücksichtigen sind.

3.3.2 Mikroskopphotometer (MPM)

Zur spektralen Untersuchung von Strukturen, deren Fläche kleiner als 1 mm^2 ist, eignet sich das Mikroskopphotometer. Es besteht grundsätzlich aus einem Mikroskop mit einer Photometereinheit (Abb.3.4).

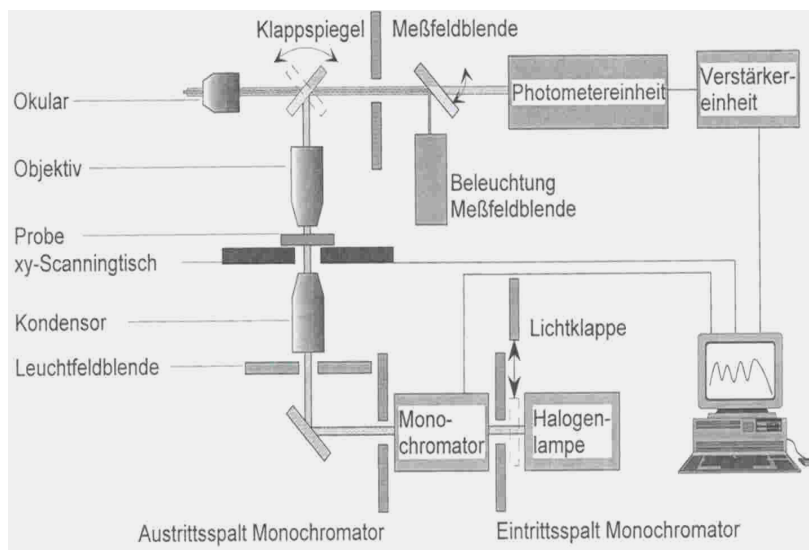


Abbildung 3.4:
Schematischer Aufbau des
Mikroskopphotometers [69]

Da die spektralen Eigenschaften eindimensional nanostrukturierter Proben polarisationsabhängig sind, war es nötig diese mit linear polarisiertem Licht zu messen. Im Mikroskopphotometer ist kein Polarisator eingebaut. Daher wurde ein externer Polarisator in den Strahlengang gelegt. Für die Reflexionsmessung war zur Kalibrierung ein Aluminium bzw. Silberspiegel in Verwendung, dessen Reflexionsbestimmung am $\lambda 900$ erfolgte. Bei der Transmissionsmessung fand ein Abgleich gegen Luft statt. Der Polarisator sowie Fremd- bzw. Untergrundlicht brachten eine Verfälschung der Ergebnisse, die anschließend rechnerisch korrigiert wurden. Diese Korrektur gelang optimal bei einer Objektivvergrößerung von $f = 10\times$, die dann für alle Messungen beibehalten wurde.

In der praktischen Anwendung wurde das MPM für die Substratcharakterisierung, zur Bestimmung der Gitterperiode der dielektrischen Strukturen und zur Messung der R- und T-Spektren der metallischen Strukturen eingesetzt.

3.3.3 Laserspektroskopie (Ti:Sa-System)

Die Transmissions- und Reflexionsspektren der dielektrischen Gitterwellenleiterstrukturen sind äußerst winkelabhängig und konnten aufgrund der großen numerischen Apertur des Mikroskopphotometer nicht mit diesem vermessen werden (vgl. vorherigen Absatz). Daher wurden die Proben am Laser Laboratorium Göttingen und an der Friedrich-Schiller-Universität Jena untersucht. Dazu wurde der in Abb.3.5 gezeigte Versuchsaufbau verwendet. Der Titan-Saphir-Laser ist durchstimmbar von 700 nm bis 920 nm. Dabei wird ein

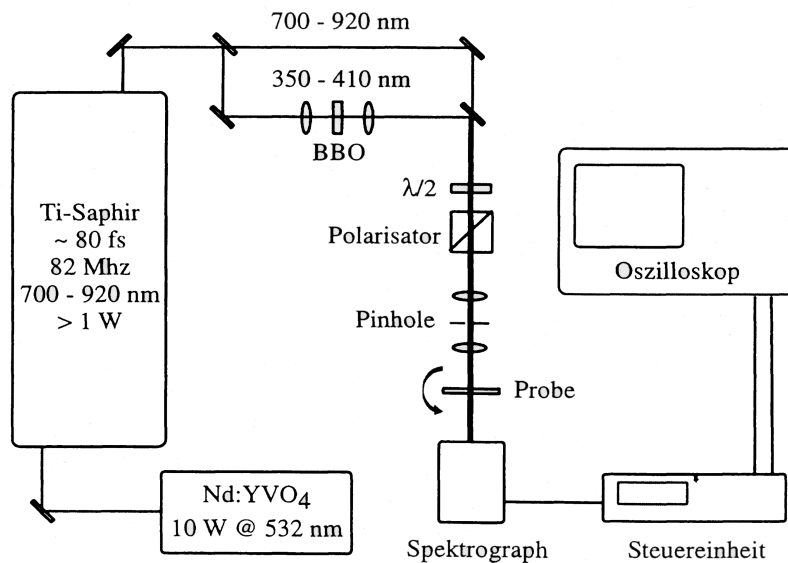


Abbildung 3.5:
Schematischer Aufbau des
Titan-Saphir-Lasersystems
für die Transmissions- und
Reflexionsmessungen [70]

gepulster Laserstrahl mit einer spektralen Pulsbreite von 20 nm durch die Probe geführt. Dieser trifft dann auf den Spektralanalysator, der das gemessene Spektrum an das Speicheroszilloskop weitergibt. Die Probe wurde so montiert, dass sie in einer Ebene drehbar war (vgl. Abb.3.5). Für die Reflexionsmessung wurde die Probe unter einem möglichst kleinen Winkel in den Probenstrahl gestellt und der Spektrograph in die richtige Position geschwenkt, um den reflektierten Strahl detektieren zu können. Es wurden zwei verschiedene Spektrographen mit unterschiedlichem Auflösungsvermögen von 0,1 nm und 1 nm verwendet.

3.3.4 Nd:YAG & OPG-Laser-System

Das Messsystem besteht aus einem Nd:YAG-Festkörper-Pump-Laser und einem nachgeschalteten Optischen Parametrischen Generator (OPG) mit Verstärkung (OPA). Der durchstimmbare OPG wird durch die 3. Harmonische des YAG-Lasers gepumpt und erzeugt ein sichtbares Spektrum von ca. 440 nm bis 680 nm (Signalstrahl) und einen dazugehörigen infraroten Spektralbereich von 720 nm bis 1800 nm (Idlerstrahl). In Abb.3.6 ist der verwendete Aufbau schematisch dargestellt. Mit dem Computerprogramm wird der Wellenlängenbereich, der zur Messung gebraucht wird, abgefahren. Nachdem die Polarisation durch den Polarisator eingestellt wurde, wird die Strahlqualität durch ein Linsensystem und ein Pinhole verbessert. Durch die eingebauten Strahlteiler kann der transmittierte und reflektierte Strahl bei 0° Einfallswinkel mittels einer Photodiode aufgenommen werden. Ein Integrator verarbeitet die Signale weiter.

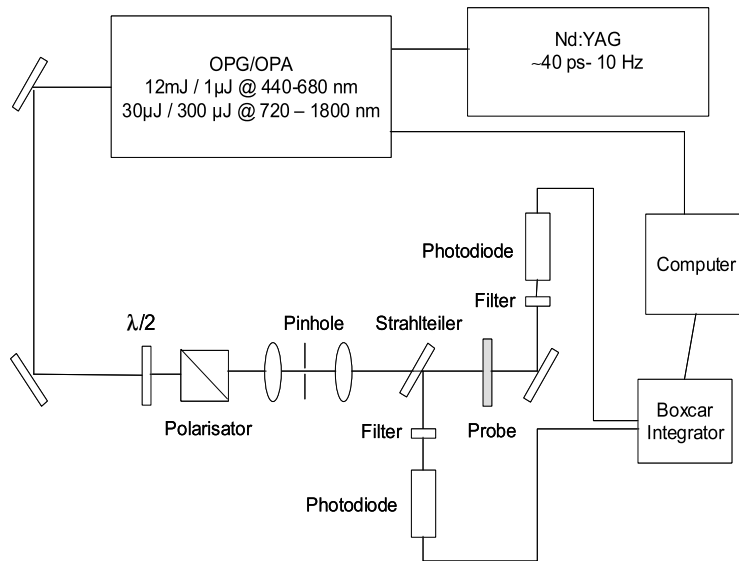


Abbildung 3.6:
Schema des Aufbaus des
OPG-Systems zur Vermes-
sung der GWS-Resonanzen
in Transmissions- und Reflex-
ionsgeometrie [70]

3.4 Oberflächen- und Strukturanalyse

Auch wenn in dieser Arbeit die spektralen Eigenschaften nanostrukturierter Schichten im Mittelpunkt stehen, ist es wichtig, Information über die Oberflächenbeschaffenheit der Proben sowie über die Qualität der hergestellten Strukturen zu erhalten. Dafür standen unterschiedliche Verfahren wie Rasterkraftmikroskopie (AFM), Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) und Rasterelektronenmikroskopie (SEM) zur Verfügung.

Die AFM stellt eine zerstörungsfreie Analysemethode dar, mit deren Hilfe Oberflächenprofile von kleinen Probengebieten über ein zweidimensionales Scangebiet mit hoher Auflösung gemessen werden. Dies wurde verwendet, um zu ermitteln, wie sich die Strukturtiefe und -form der resonanten GWS vor und nach der Beschichtung verändern. Gleichzeitig bekommt man eine Information über die Rauheit der aufgedampften Schichten. Ebenso wurden die GWS mit dem SEM untersucht. Das TEM wurde dazu benutzt die Metallinselfilme zu analysieren. Dabei brachte die Messung Aufschluss für die Form, Anzahl und Größe der Inseln. Die Morphologie der Metallinseln wurde benötigt um diese theoretisch berechnen zu können.

4 Design und Herstellung selektiver Absorber auf Silberinselbasis

4.1 Einleitung

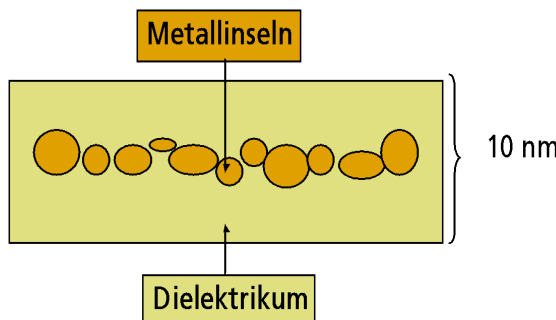
Schon im Mittelalter wussten die Glasbläser, dass sich Glas durch Zugabe von Edelmetallen in die Schmelze bunt färbt. So bewirkt beispielsweise das Einbringen von Silber eine gelblich braune Färbung der Glasschmelze. Doch erst seit ca. 100 Jahren ist die Ursache für dieses Phänomen bekannt [35]. Fällt Licht durch die Glasscheibe auf einen Metallpartikel, so wird ein Teil des Lichtes absorbiert bzw. je nach Größe des Partikels auch gestreut. Bei geeigneter Lichtwellenlänge bringt die absorbierte Strahlungsenergie die freien Elektronen im Metallpartikel zum Schwingen. Die Plasmonenresonanzfrequenz kann durch Änderung von Größe und Form der Partikel, aber auch durch die Wahl des Metalls sowie des Umgebungsmediums, beeinflusst werden. Dies ermöglicht eine selektive Absorption des Lichtes im sichtbaren oder auch im nahen infraroten Spektralbereich.

Anstatt die Edelmetallpartikel in eine Glasschmelze einzubringen, erfolgt in dieser Arbeit die Einbringung der Metallinseln in dünne dielektrische Schichten. Zur Realisierung der Schichten fand die Vakuumverdampfungsanlage von Balzers ihre Anwendung. Die verwendeten Edelmetalle waren Silber und Gold. Als Einbettmedium dienten Aluminiumoxid und Siliziumdioxid sowie Magnesiumfluorid und Lanthanfluorid. In diesem Kapitel soll nun der Weg von den einzelnen Metallinselfilmen bis zum selektiven Absorber dargelegt werden.

4.2 Untersuchungen zu einzelnen Metallinselfilmen eingebettet in Dielektrika

4.2.1 Allgemeines

In der ersten Arbeitsphase wurden die optischen Eigenschaften von eingebetteten Silberinselfilmen in einem dünnen Dielektrikum untersucht. Als erster Schritt erfolgte das Aufbringen einer 3 nm dicken dielektrischen Schicht mittels Elektronenstrahlverdampfung. Darüber wurde ein Silberinselfilm aufgedampft und mit einer zweiten 3 nm dicken dielektrischen Schicht bedeckt (siehe Abb.4.1). Die im Zentrum des Systems erzielte quasi zweidimensionale Anordnung von Silberinseln wird als Silberinselfilm bezeichnet. Die eingebrachte Silbermenge entspricht einem durchschnittlichen Schwingquarzdickenwert von



Schwingquarz-
dickenwerte

Abbildung 4.1:
Schematischer Aufbau eines
Silberinselfilms

4 nm. Die einzelnen Proben unterscheiden sich in ihrer Abscheidetemperatur. Diese wurde von Raumtemperatur über 100°C, 200°C bis 300°C variiert. Die Abscheidung erfolgte in einer Balzers Beschichtungsanlage vom Typ BAK 640, welche bereits in Kapitel 3 beschrieben wurde.

Die hergestellten Schichten wurden mit dem Spektralphotometer Perkin Elmer Lambda 19 bzw. 900 vermessen. Dabei berechnen sich die optischen Verluste (L) aus den aufgenommenen Reflexions- (R) und Transmissionsspektren (T) nach der folgenden Formel:

$$L = 1 - R - T \quad (30)$$

An ausgewählten Proben wurden Streumessungen in der Integrationskugel (Ulbricht Kugel) durchgeführt, die darauf hinweisen, dass die optischen Verluste im Rahmen der Messgenauigkeit als Absorptionsverluste (A) zu interpretieren sind.

Um Aufschluss über morphologische Eigenschaften wie Form und Größe der Inseln zu erhalten, werden die Proben mit dem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) untersucht. In der Abb.4.2 und Abb.4.3 sind die gemessenen Spektren sowie die Transmissionselektronenmikroskopieaufnahmen (TEM) abgebildet. Die dunklen Strukturen stellen die Silberinseln dar. Im Weiteren ist erkennbar, dass sich die Form der Inseln mit zunehmender Abscheidetemperatur verändert. Dies spiegelt sich ebenfalls in den Spektren wieder. So verschiebt sich mit Erhöhung der Abscheidetemperatur der Absorptionspeak gut erkennbar in den kürzeren Wellenlängenbereich. Dies ist durch die Form der Silberinseln begründet, die sich von länglich-wurmförmig zu kreisförmig ändern.

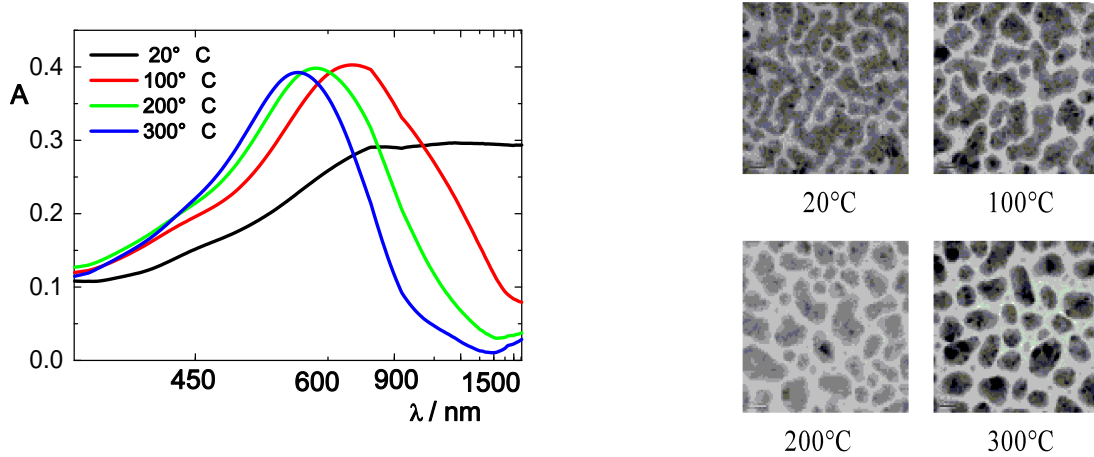


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der spektralen optischen Absorption (A) der Silberinseln in Al_2O_3 von der Abscheidetemperatur, sowie die dazugehörigen TEM-Bilder (Bildausschnitt: 170 nm x 170 nm)

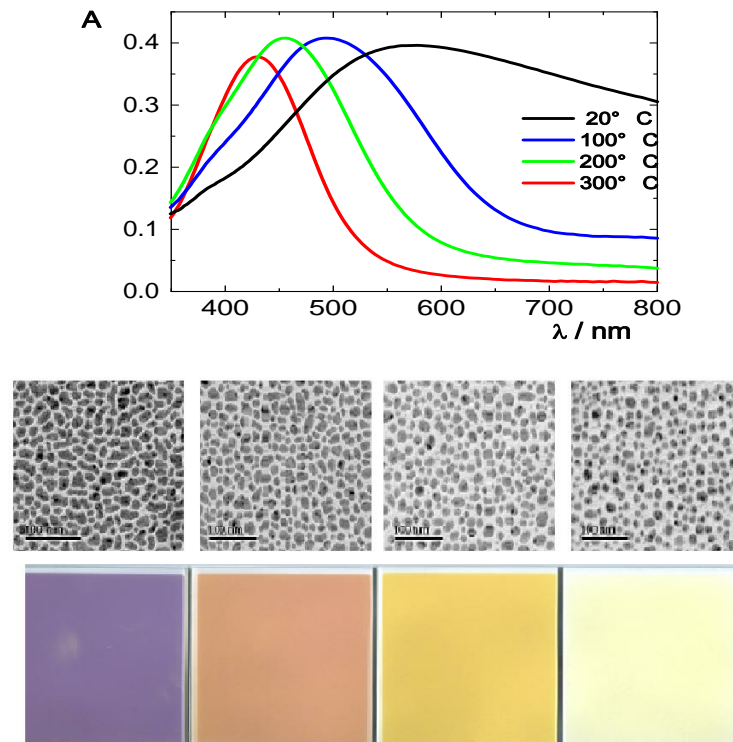


Abbildung 4.3: Oben: Abhängigkeit der spektralen Absorption (A) der Silberinseln in SiO_2 von der Abscheidetemperatur; Unten: TEM-Bilder (Bildausschnitt: 170 nm x 170 nm) mit den dazugehörigen Durchlichtaufnahmen (Probengröße: 6 cm x 6 cm)

Damit konnte gezeigt werden, dass durch Veränderung eines leicht regulierbaren Parameters, die Abscheidetemperatur, die Lage des Absorptionspeaks beeinflussbar bzw. steuerbar ist.

4.2.2 Modellierung der spektralen Eigenschaften

Es existieren mehrere verschiedenartige Herangehensweisen, das Transmissions- und Reflexionsvermögen bzw. die Absorption zu simulieren. In Kapitel 2 wurden zwei unterschiedliche Methoden theoretisch erörtert sowie die Vor- und Nachteile diskutiert. Die Simulationen wurden für alle hergestellten Silberinselfilme durchgeführt, wenn gleich nicht alle Ergebnisse in dieser Arbeit gezeigt werden können. Deshalb werden am Beispiel von in Al_2O_3 eingebetteten Silberinseln die Berechnungsmethoden diskutiert.

a) RCWA-Methode

Mit Hilfe der kommerziellen Grating Solver Software Unigit gelang es, den optischen Verlust der gemessenen Silberinselfilme durch die Rigorous Coupled Wave Approach (RCWA) zu simulieren. Für die Simulation sei ein planares Silberinselaggregat mit einer Fläche von 300 nm x 300 nm angenommen. Siehe dazu, Abb. 4.4, ff.

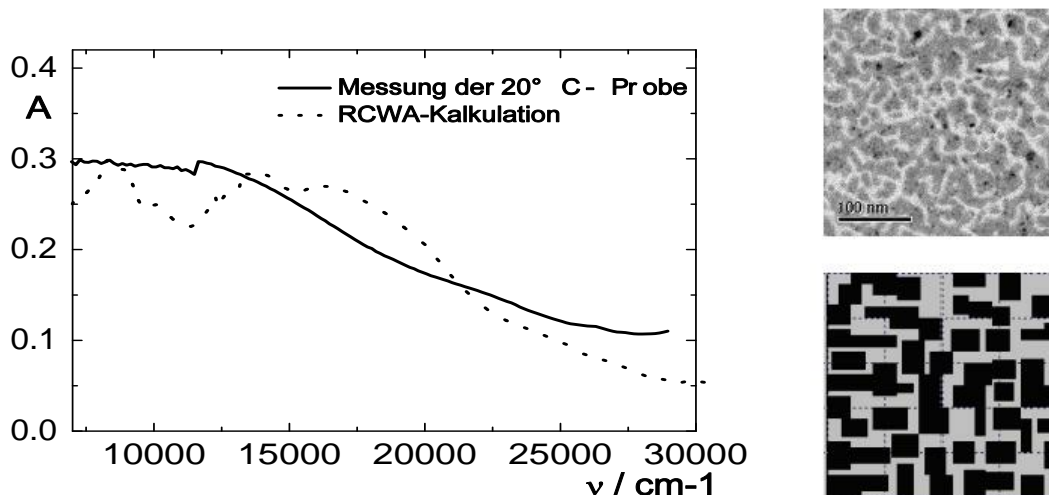


Abbildung 4.4: Die durchgezogene Kurve zeigt die Absorptionsverluste (A) der bei 20°C abgeschiedenen Probe eingebettet in Al_2O_3 und die gestrichelte Kurve den der Simulation mit unigit, die durch die rechts abgebildete angenommene Clusterverteilung entstanden ist mit dem TEM-Bild als Vergleich

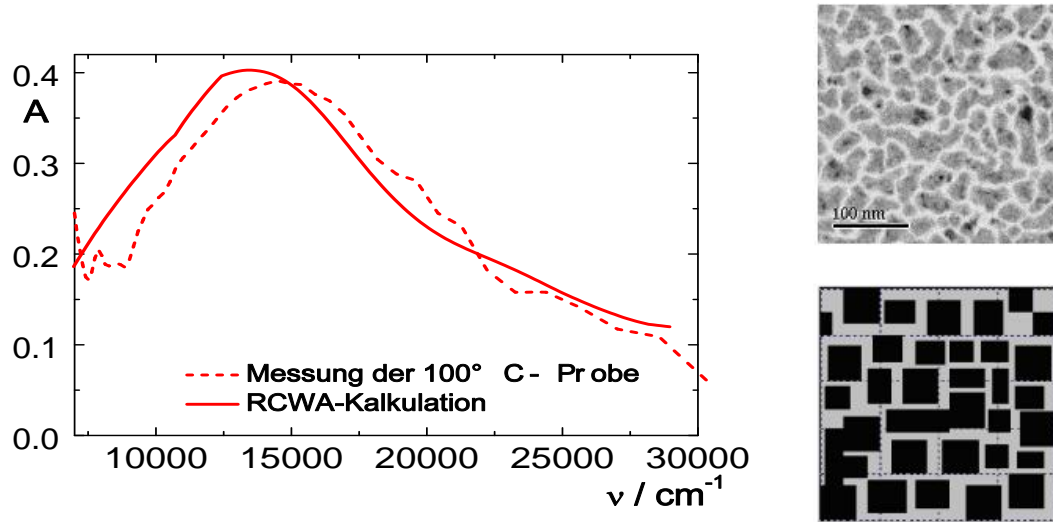


Abbildung 4.5: Die durchgezogene Kurve zeigt die Absorptionsverluste (A) der bei 100°C abgeschiedenen Probe eingebettet in Al_2O_3 und die gestrichelte Kurve den der Simulation mit unigit, die durch die rechts abgebildete angenommene Clusterverteilung entstanden ist mit dem TEM-Bild als Vergleich

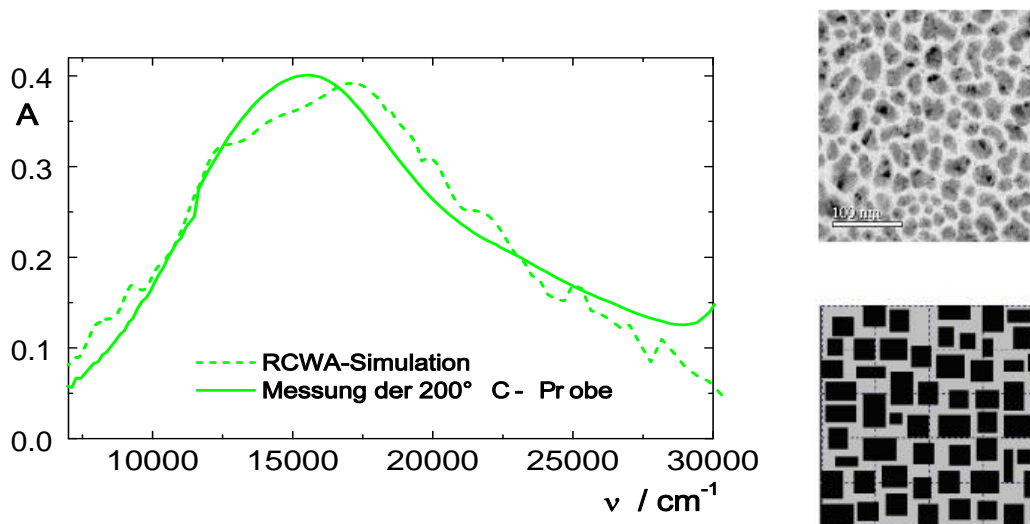


Abbildung 4.6: Die durchgezogene Kurve zeigt die Absorptionsverluste (A) der bei 200°C abgeschiedenen Probe eingebettet in Al_2O_3 und die gestrichelte Kurve den der Simulation mit unigit, die durch die rechts abgebildete angenommene Clusterverteilung entstanden ist mit dem TEM-Bild als Vergleich

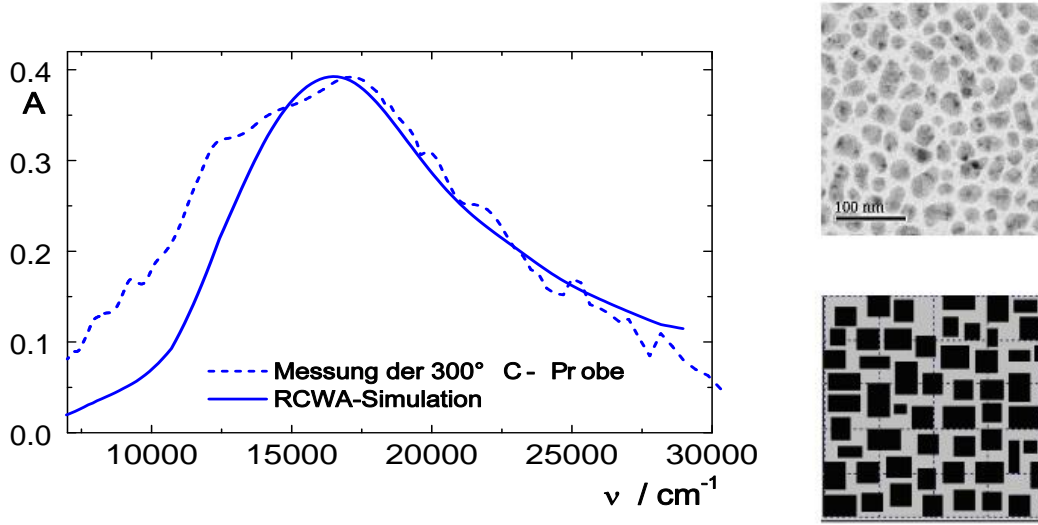


Abbildung 4.7: Die durchgezogene Kurve zeigt die Absorptionsverluste (A) der bei 300°C abgeschiedenen Probe eingebettet in Al_2O_3 und die gestrichelte Kurve den der Simulation mit unigit, die durch die rechts abgebildete angenommene Clusterverteilung entstanden ist mit dem TEM-Bild als Vergleich

Die Größe und Anzahl der Silberinseln wurde durch die Morphologie, die mit den TEM-Bildern zugänglich gemacht wurde, entnommen. Das Programm führt diese Fläche periodisch im Zweidimensionalen fort und berechnet die Reflexion und Transmission. In den Simulationen wurde sich auf die Berechnung von nur 7. Fourier-Ordnung beschränkt, da die Rechnerkapazität nicht mehr zuließ. Ein Truncation run bei einer festen Wellenlänge von 571 nm zeigt jedoch, dass das Konvergenzkriterium mit sieben Ordnungen noch nicht erfüllt ist (vgl. Abb.4.8). Trotz allem zeigen die Simulationen eine hinreichend gute Übereinstimmung mit dem Experiment (Abb.4.4 - 4.7)

Um eine objektive Methode zum Vergleich der modellierten Spektren mit den gemessenen Spektren zu erhaltenen, wurden die spektralen Momente L_0 , $\langle \nu \rangle$ und $\delta \nu$ gemäß nachstehender Formeln eingeführt:

$$L_0 = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} L(\nu) d\nu; \quad \langle \nu \rangle = \frac{1}{L_0} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} L(\nu) \nu d\nu; \quad \delta \nu = \sqrt{\frac{1}{L_0} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} L(\nu) (\nu - \langle \nu \rangle)^2 d\nu} \quad (31)$$

wobei ν die Wellenzahl in cm^{-1} darstellt.

Das Moment L_0 korreliert in komplizierter Weise mit der tatsächlich in die Schicht eingebauten Silbermenge. Weiterhin ist ersichtlich, dass das spektrale Moment $\langle \nu \rangle$ mit zuneh-

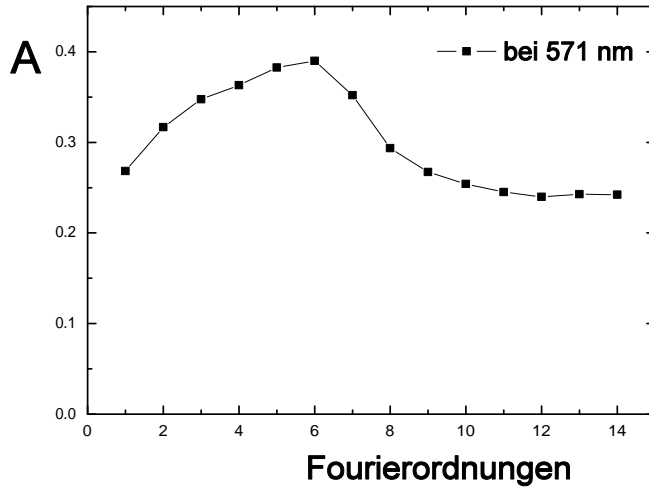


Abbildung 4.8:
Truncation run für den
300°C-Silberinselfilm einge-
bettet in Al_2O_3 bei $\lambda = 571$
nm

mender Abscheidetemperatur wächst, während $\delta\nu$ generell mit zunehmender Abscheidetemperatur sinkt (vgl. Tabelle 3). Dies ist durch die unterschiedlichen Inselnformen für die

Tabelle 3:

Auflistung der spektralen Momente der gemessenen Proben und der simulierten Kurven.

Einbettmaterial	Aufdampf- temperatur °C	ν_{\min} 1/cm	ν_{\max} 1/cm	L_0 1/cm	$\langle \nu \rangle$ 1/cm	$\delta\nu$ 1/cm
Al_2O_3 experimentell	20	12500	30000	2904	19261	4611
	100			3992	18926	4504
	200			4266	19095	4398
	300			4163	19248	4244
Al_2O_3 berechnet	20	12500	30000	2990	18851	4429
	100			4143	18571	4562
	200			4331	19124	4382
	300			4331	19124	4382

verschiedene Abscheidetemperaturen zu erklären.

Proben mit einer Abscheidetemperatur von 200°C und 300°C unterscheiden sich laut TEM-Bilder in der Inselmorphologie kaum und wurden deshalb mit den selben unigit Parametern angefitet.

b) Beschreibung im Rahmen optisch homogener Modelle

Die im Dielektrikum eingebetteten Silberinseln können als ein effektives Medium mit den optischen Konstanten n und k beschrieben werden. Es lassen sich die optischen Konstanten aus den R- und T-Spektren mit Hilfe der Dünnschichtkalkulationssoftware LCalc [46] berechnen. Als Beispiel für diese Berechnungen dienen abermals Silberinseln eingebettet in Al_2O_3 . In den Abb.4.9 und Abb.4.10 sind die Ergebnisse dargestellt.

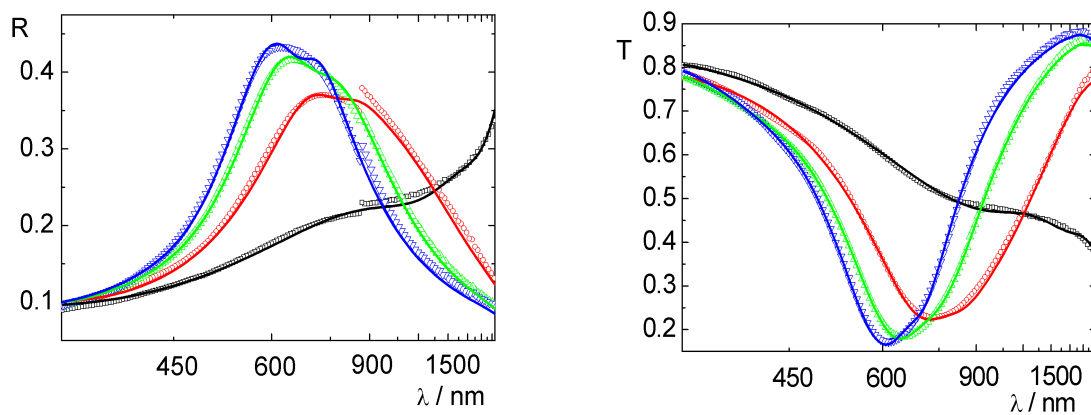


Abbildung 4.9: Reflexions- und Transmissionspektren der Silberinselfilme mit unterschiedlichen Abscheidetemperaturen 20°C (schwarz), 100°C (rot), 200°C (grün), 300°C (blau) und die gefitteten Kurven (durchgezogene Linien)

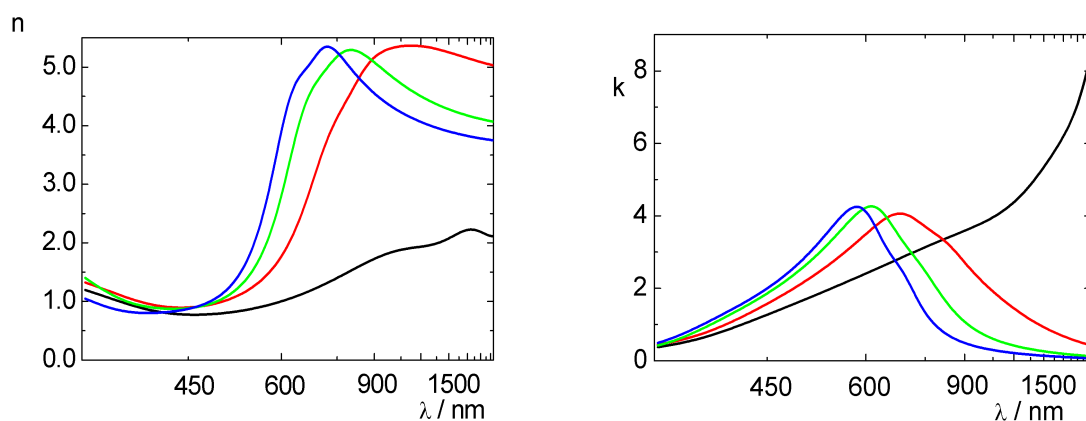


Abbildung 4.10: Links: Die Spektren der Brechungsindizes von Silberinselfilmen mit den unterschiedlichen Abscheidetemperaturen von 20°C (schwarz), 100°C (rot), 200°C (grün) und 300°C (blau); Rechts: der dazugehörige Extinktionskoeffizient

Für die Berechnung der Spektren wird eine Dicke des gesamten Silberinselfilms (Silberinseln und Einbettmedium) von 10 nm angenommen. Diese Annahme ist der Angabe vom

Schwingquarz entnommen. Die erhaltenen effektiven n - und k -Werte wurden dann für die Berechnung des Absorberdesigns verwendet.

4.3 Selektive Absorber auf Basis von Silberinselfilmen

4.3.1 Allgemeines

Ausgehend von den Arbeiten zu Metallinselfilmen bestand die Aufgabe dieser Arbeit darin, einen selektiven Absorber mit einem größtmöglichen Absorptionsvermögen herzustellen. Wie die einzelnen Beispiele für Silberinselfilme im vorhergehenden Abschnitt zeigen, liegt das Absorptionsvermögen eines solchen bei ca. 0,4, wenn die abgeschiedene Silberinselmeng e 4 nm beträgt. Für die Zielsetzung sind diese Werte natürlich zu gering. Um die Absorptionswerte zu erhöhen, bieten sich verschiedene Möglichkeiten an:

- Erhöhung der Silbermenge im Silberinselfilm (höhere Massenbelegung)
- Einbettung des Silberinselfilms in ein dielektrisches Vielschichtsystem
- Verwendung mehrerer übereinandergestapelter Silberinselfilme.

Die Erhöhung der Silbermenge ist nur bis zur Perkolationsschwelle möglich, da danach der Inselcharakter verloren geht und sich die optischen Eigenschaften des Inselfilms denen des Bulk-Materials anpassen. Dies verdeutlichen die in Abb.4.11 dargestellten Real- und Imaginärteile der dielektrischen Funktion sowie die effektive Brechzahl und der Extinktionskoeffizient eines Silber(insel)films mit wachsender Schichtdicke. Es ist erkennbar, dass sich die Koeffizienten mit zunehmender Silbermenge $\langle d \rangle$ denen des Bulk-Materials angleichen. Der Imaginärteil der dielektrischen Funktion ist ein Maß für die Absorption, die wie der Abb.4.12 dargestellt, mit der dielektrischen Funktion korreliert. Hierbei ist zu beachten, dass mit steigender Bedeckung die Absorption nicht endlos monoton steigt, sondern nach Überschreiten eines Maximums wieder abfällt (eine geschlossene Metallschicht ist hochreflektierend, und daher nicht stark absorbierend, vgl. Abb. 4.12).

Die beiden weiteren Methoden, zur Erhöhung des Absorptionsvermögens werden nachfolgend diskutiert.

4.3.2 Einbettung des Silberinselfilms in ein dielektrisches Schichtsystem

Eine vielversprechende Möglichkeit ist es, den Silberinselfilm in ein dielektrisches Schichtsystem einzubetten. Durch die Wahl der geeigneten Präparationsbedingungen und des

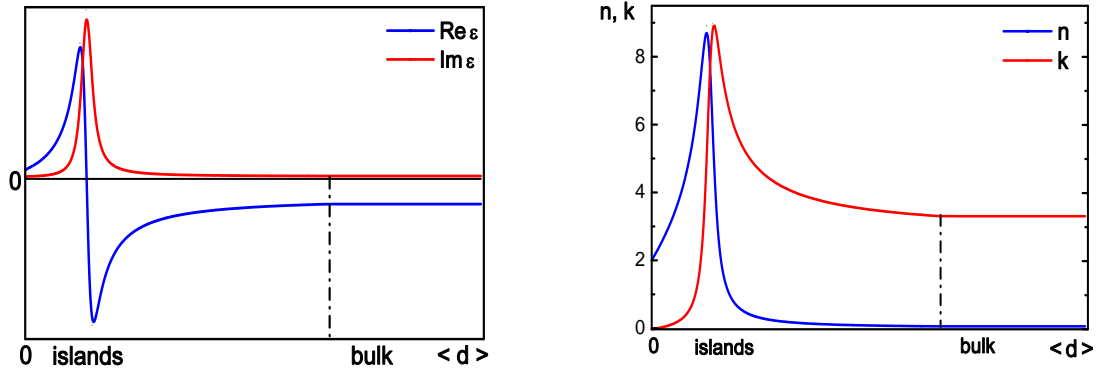


Abbildung 4.11: Links: Schematische Darstellung der Abhängigkeit der effektiven dielektrischen Funktion und rechts der effektiven optischen Konstanten für eine Silber(insel)schicht vom Bedeckungsgrad bei konstanter Wellenlänge. Nach Ausbilden einer geschlossenen Schicht sind die optischen Konstanten unabhängig vom Bedeckungsgrad.

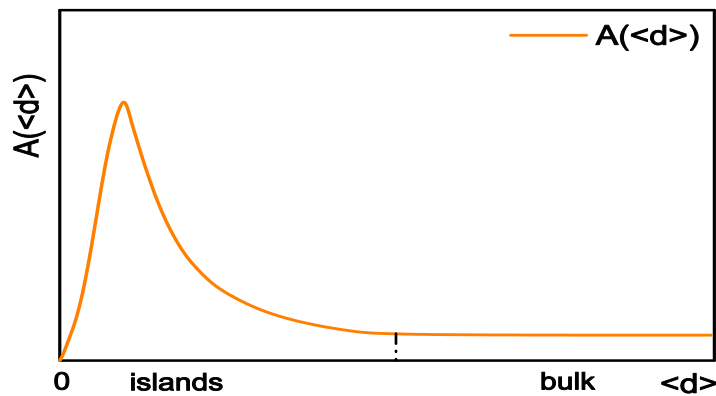


Abbildung 4.12: Absorptionsvermögen einer Silber(insel)schicht in Abhängigkeit vom Bedeckungsgrad bei fester Wellenlänge. Im Bereich metallischer Reflexion ist die Absorption gering.

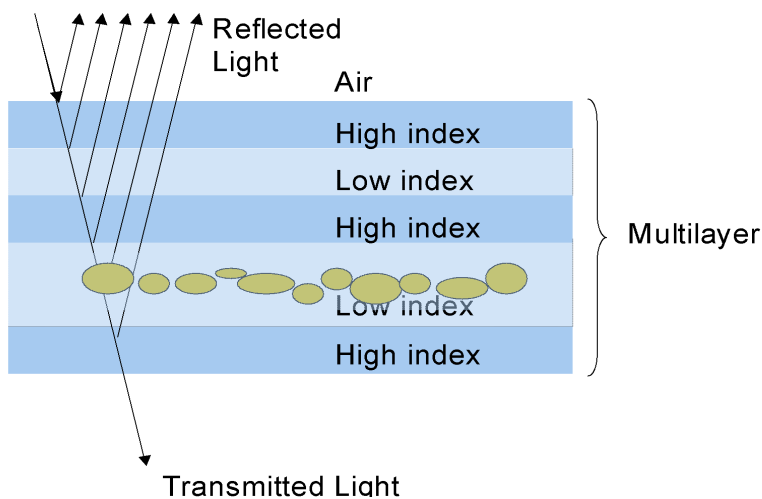


Abbildung 4.13: Dielektrisches Vielschichtsystem mit eingebautem Metallinselfilm (braun)

geeigneten Einbettmaterials (vgl. vorhergehende Abschnitte) kann das Absorptionsverhalten des Silberinselfilms schon in die Nähe der geforderten Spezifikation gebracht werden. Dies ermöglicht eine Art Materialengineering, bei dem die effektiven n - und k -Werte der Inselnschicht an die gewünschten Vorgaben angepasst werden.

Des Weiteren nutzt man die wellenlängenselektiven Eigenschaften des Interferenzsystems aus (INDAB-Prinzip [5]), das den gewünschten Wellenlängenbereich des elektromagnetischen Feldes in den Silberinselfilm vollständig einkoppelt und in den absorptionsarmen Bereichen die Feldstärke möglichst klein hält (siehe Abb.4.14). Der einzelne Silberinselfilm mit einem effektiven Extinktionskoeffizienten $k(\lambda)$ weist eine breite Resonanzstruktur auf, der in Abb.4.14 links dargestellt ist. Das umgebende dielektrische Dünnschichtsystem filtert die interessanten Wellenlängen aus dem gesamten Spektralbereich heraus und durch konstruktive Interferenz erhöht sich das Absorptionsvermögen auf nahe 1, so dass im Idealfall das in Abb.4.14 rechts aufgezeigte selektive Absorptionsvermögen des Gesamtsystems erreicht wird. Die Kunst liegt darin, die richtige Stelle zu finden, in dem der Silberinselfilm eingebettet werden soll, um die gewünschten Eigenschaften zu erreichen.

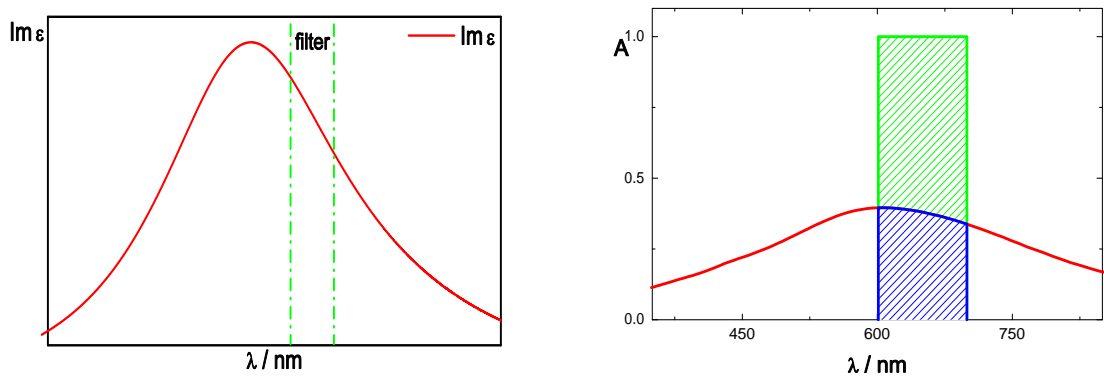


Abbildung 4.14: Links: Imaginärteil der effektiven dielektrischen Funktion eines Silberinselfilms (rot) und Vergleich mit einer fiktiven Filtercharakteristik eines Dünnschichtstapels (grün gestrichelt). Rechts: Im Idealfall „schneidet“ das Dünnschichtsystem nur den interessierenden Teil aus dem Absorptionsspektrum des Metallinselfilms „heraus“ (blau), so dass sich die gezeigte wellenlängenselektive Absorption ergibt. Durch konstruktive Interferenz erhöht sich das Absorptionsvermögen auf Werte nahe 1 (grün).

Beim Vergleich von Dünnschichtabsorbern einerseits mit Silberinselschichten und andererseits mit herkömmlichen geschlossenen Metallschichten wird der Vorteil von Silberinselschichten sofort klar. Beim klassischen System stehen nur die optischen Konstanten des gewählten Metalls zur Verfügung, eine Einflussnahme auf diese ist nicht möglich. Im

Gegensatz dazu verbinden Absorber auf Basis von Silberinselfilmen die intrinsische Flexibilität der optischen Eigenschaften von Silberinselfilmen mit den Filtereigenschaften des Vielschichtsystems.

Die Designrechnungen wurden zunächst auf Basis effektiver optischer Konstanten mit der FilmWizard Software realisiert. Dadurch konnten die Position des Silberinselfilms und die Schichtdicken der Dielektrika optimiert werden. Die erste Schicht bildet ein Silberspiegel, der die Transmission unterbinden soll. Für das weitere Schichtsystem wurde TiO_2 als hochbrechendes Material und Al_2O_3 als niedrigbrechendes Material verwendet, in dessen Zentrum ein einzelner Silberinselfilm eingebettet wurde.

Dieses Schichtsystem wurde an der Balzers BAK 640 Beschichtungsanlage hergestellt. Es wurden drei Proben mit unterschiedlich dicken Silberinselfilmen (3 nm, 6 nm und 8 nm) abgeschieden. Die Schichtdicken wurden per Schwingquarz kontrolliert, und die Abscheidetemperatur lag bei 300°C. Diese Schichtsysteme wurden mittels Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) untersucht. Die Abb.4.15 zeigt eine Probe mit einem 6 nm dicken Silberinselfilm, wobei die obere Grafik ein Überblick über den gesamten Schichtaufbau und die untere den Silberinselfilm vergrößert darstellt.

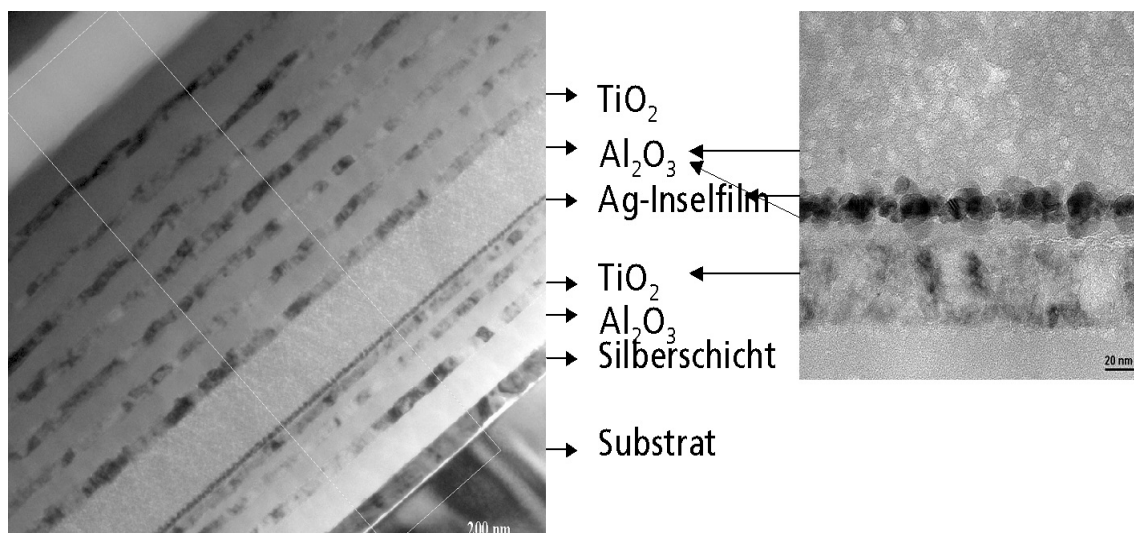


Abbildung 4.15: TEM-Querschnittsaufnahme des Schichtsystems mit 6 nm dicken Silberinselfilm

Die Messungen von Transmission (T) und Reflexion (R) sowie die daraus berechneten Absorptionen (A) zeigen, dass mit diesem Schichtaufbau ein Absorptionsvermögen von mehr

als 95% erreichbar ist (Abb.4.16). Durch Variation der Schichtdicke des Silberinselfilms kann die Breite der Absorptionsstruktur eingestellt werden. Abb.4.16 demonstriert weiter, dass die Erhöhung der Dicke des Silberinselfilms eine Verbreiterung des Absorptionspeak bewirkt.

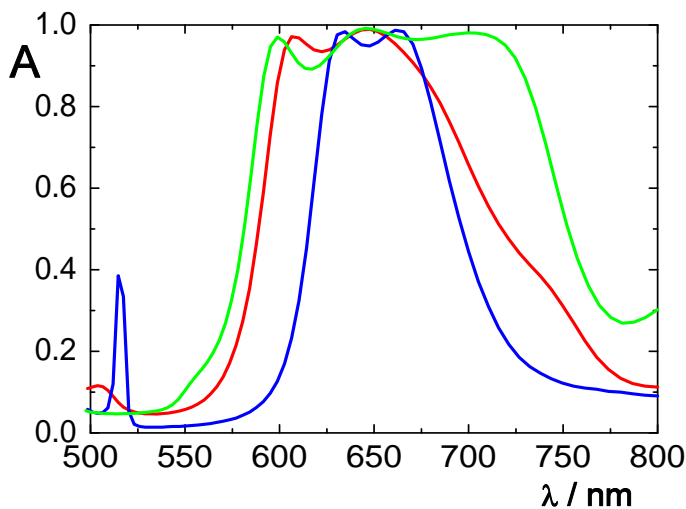


Abbildung 4.16:
Absorptionsspektren von
Schichtsystemen mit 3
nm (blau), 6 nm (rot)
und 8 nm (grün) dicken
Silberinselfilmen

Auch diese komplexen Schichtsysteme lassen sich mittels RCWA-Kalkulation berechnen. Dazu ist es zunächst notwendig, den verwendeten Silberinselfilm in Aluminiumoxid zu modellieren.

Der in Abb.4.17 modellierte Silberinselfilm kann nun in der Unigit Grating Solver Software in einen Schichtstapel eingerechnet werden. Für den Fall eines 4 nm dicken Silberinselfilms eingebettet in ein Al_2O_3/TiO_2 Schichtsystem ergibt sich das in Abb.4.18 präsentierte Absorptionsspektrum. Die Berechnung ergibt, dass die theoretische Absorption bei ca. 0,9 liegt. Sie liegt damit niedriger als die gemessene Peakabsorption, gleichzeitig erscheint die Absorptionsstruktur aber breiter.

Die Spitzen in der theoretischen Kurve werden durch die Konvergenzproblemen der RCWA-Methode verursacht.

Das gleiche Schichtsystem, ebenfalls 4 nm Silber in Al_2O_3/TiO_2 , wurde auch mit Hilfe eines effektiven Brechungsindex berechnet. Dabei wurden zunächst die effektiven n - und k -Werte aus der Rückrechnung aus den R- und T-Spektren wie in vorhergehenden Abschnitt beschrieben, berechnet und diese als Materialkonstanten für den Inselfilm in das

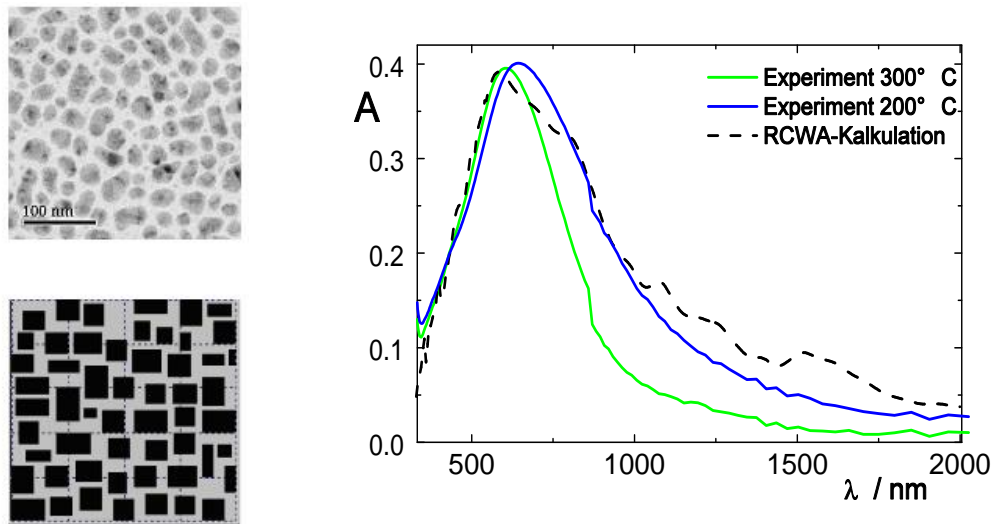


Abbildung 4.17: Ag in Al_2O_3 : Rechts: Die durchgezogene Kurve zeigt den optischen Verlust der bei 200°C abgeschiedenen Probe und die gestrichelte Kurve den der bei 300°C abgeschiedenen Probe. Die roten Punkte entsprechen der RCWA-Simulation für die links unten abgebildete angenommene Clusterverteilung. Als Vergleich ist das TEM-Bild (links oben) dargestellt.

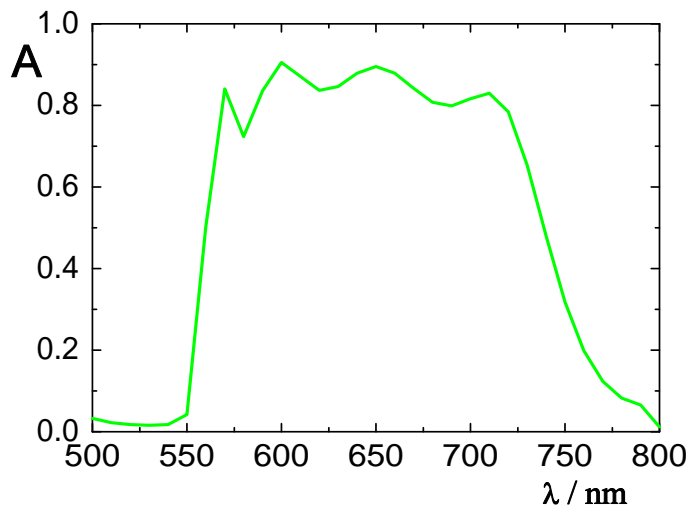


Abbildung 4.18: Mittels RCWA berechnete Absorption eines Silberinselfilms (4 nm Silber in Al_2O_3) eingebettet in ein Multilayersystem

FilmWizard Programm implementiert. Anschließend wurde das Absorptionsvermögen A berechnet, das in Abb.4.19 dargestellt ist. Mit dieser Methode wurde das tatsächliche Absorptionsmaximum besser wiedergegeben, nur die Kanten des Absorptionsspektrums sind steiler und daher ist das Absorptionsvermögen im Gesamten breiter.

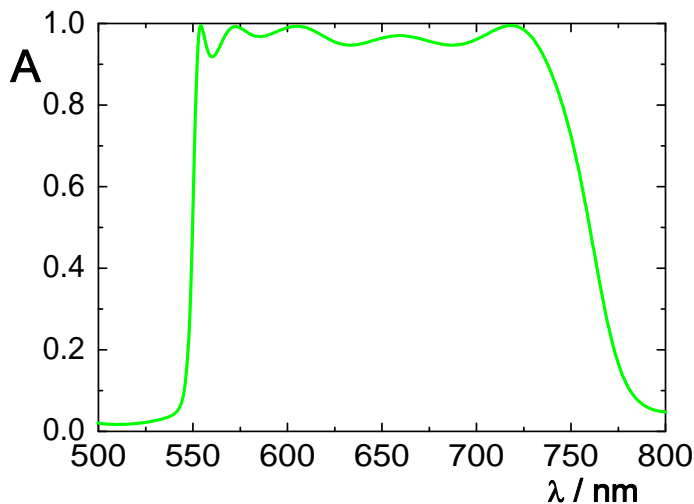


Abbildung 4.19:
Mittels FilmWizard berechnete Absorption eines Silberinsel Films (4 nm Silber in Al_2O_3) eingebettet in ein Multilayer-Schichtsystem

4.3.3 Absorber mit mehreren Silberinselfilmen

Die zweite Möglichkeit das Absorptionsvermögen von Silberinselfilmen zu erhöhen soll nun diskutiert werden. Es wird dabei die Erhöhung der Absorption durch das Einbetten mehrerer übereinander gestapelter Silberinselfilme realisiert. Die Probenpräparation erfolgte abermals an der Balzers BAK 640 Beschichtungsanlage. Als Einbettmaterial für die Silberinselfilme wurde Al_2O_3 verwendet, als Substrat kam Quarzglas zum Einsatz. Die Abscheidetemperatur lag bei 300 °C. Es soll untersucht werden, wie sich die Anzahl der eingebetteten Silberinselfilme auf die Höhe und Breite des Absorptionsvermögens auswirkt. Dafür wurden 3 Proben mit einmal 3, 4 und 5 Silberinselfilme angefertigt. Die TEM-Bilder in der Abb.4.20 zeigen diese Silberinselstacks.

Die Ergebnisse der Spektrometermessungen sind in Abb.4.21 dargestellt, die zeigen, dass ein Absorptionsvermögen von fast 1 erreicht werden kann. Des Weiteren verdeutlicht Abb.4.21, dass eine Erhöhung der Anzahl der eingebetteten Silberinselfilme eine größere und breitere Absorptionsstruktur verursacht. Wobei durch die Erhöhung der Anzahl der Silberinselfilme die Absorptionsstruktur größer und breiter wird.

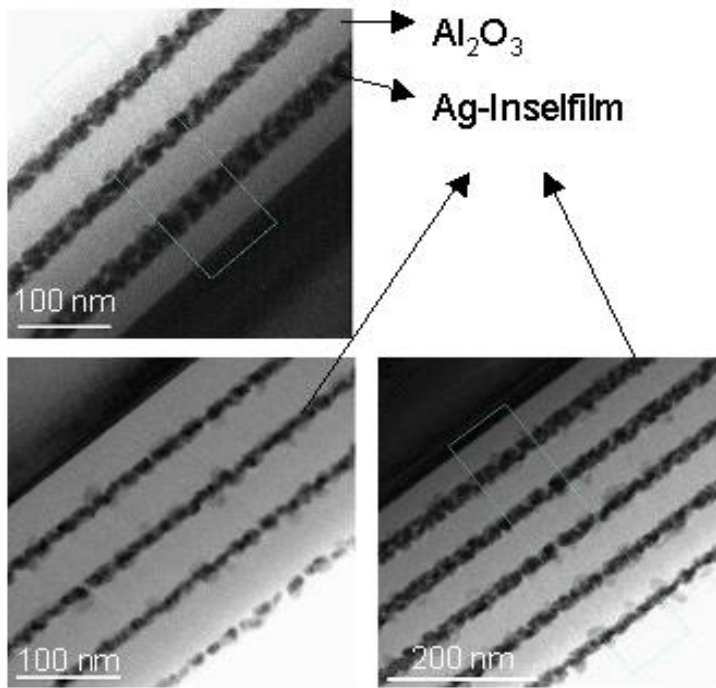


Abbildung 4.20:
Silberinselstacks mit 3, 4 und
5 einzelnen Silberinselfilmen

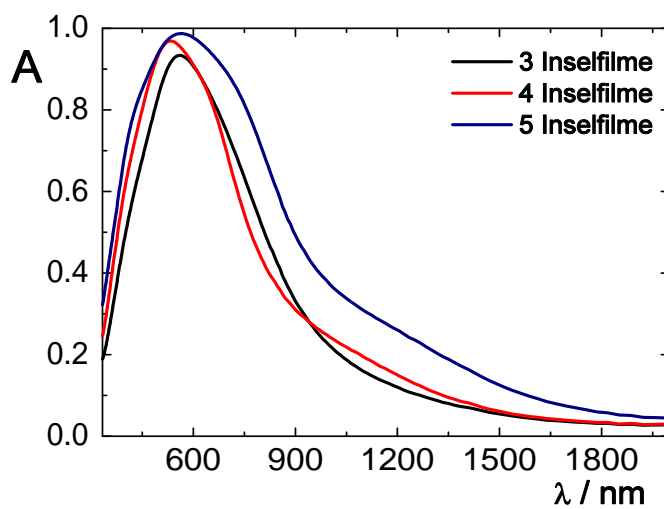


Abbildung 4.21:
Experimentelle Absorptions-
spektren von 3, 4 und 5
übereinandergestapelten Sil-
berinselfilmen

Dieses Schichtsystem wurde ebenfalls mittels RCWA berechnet. Die Abb.4.22 vergleicht die Ergebnisse dieser Kalkulation mit dem experimentell hergestellten Schichtsystem aus 3 Silberinselfilmen. Die Simulation (4 nm Silber in Al_2O_3) konnte zwar die Höhe des Absorptionsvermögens von der Messung nicht ganz erreichen, aber die Form der Absorptionskurve wird gut wiedergegeben.

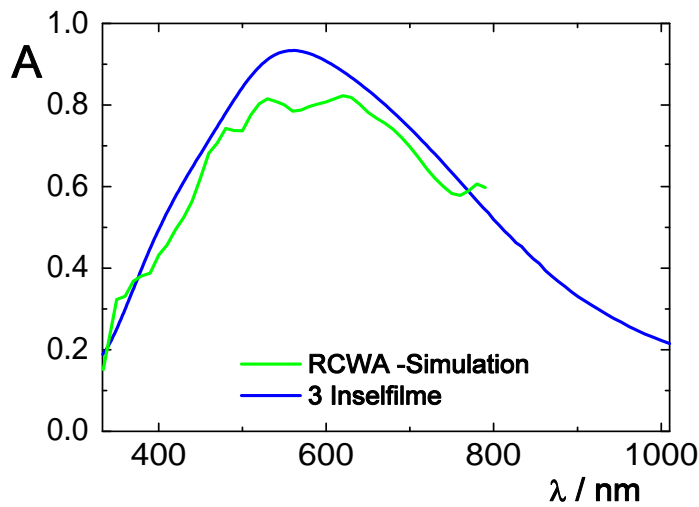


Abbildung 4.22:
Absorptionsspektrum eines
gemessenen im Vergleich
zu einem mittels RCWA
berechneten Silberinselstack

Die mit FilmWizard durchgeführte Simulationen sind in der Abb.4.23 zu sehen. Hier konnte zwar die Höhe, aber nicht die Breite der Absorptionskurve durch die Simulation korrekt dargestellt werden.

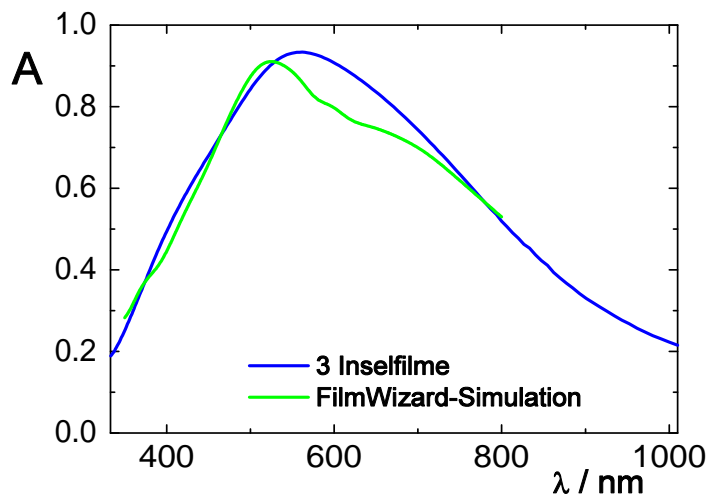


Abbildung 4.23:
Absorptionsspektrum eines
gemessenen im Vergleich
zu einem mittels FilmWizard
errechneten Silberinselstack

4.4 Diskussion

Im ersten Teil dieses Kapitels wurde gezeigt, dass die intrinsischen optischen Eigenschaften von Silberinselfilmen durch einen steuerbaren Abscheideparameter, die Abscheidetemperatur, kontrollierbar sind. Dies stellt eine wichtige Voraussetzung dar, damit die Absorption in die Nähe der gewünschten Spezifikation gebracht werden kann und somit eine Art Materialengineering möglich ist.

Ein weiterer Punkt in diesem Kapitel ist die Berechnung der optischen Absorption mittels RCWA. Dies ist ein ungewöhnlicher Ansatz, da herkömmlich derartige Kalkulationen mittels Mie-Theorie oder deren Abwandlungen beschrieben werden [71, 72]. Der Grund für diese Wahl liegt darin, dass in der RCWA die elektrischen und magnetischen Felder in Form von Bragg-Moden, die ebene Wellen repräsentieren, ausgedrückt werden. Dies macht es möglich, die Effekte von ebenen Grenzflächen zu betrachten, die auch in Dünnschichtsystemen vorkommen und traditionell in Fresnel'schen Koeffizienten, denen ebenfalls ebene Wellen zur Grundlage liegen, beschrieben werden. Somit können mit RCWA homogene und inhomogene Schichten gemeinsam in einem Schichtsystem berechnet werden. In der Mie-Theorie, die mit Kugelwellen rechnet, verursacht die Einbindung in ein Dünnschichtsystem dagegen mehr Probleme. Natürlich muss einem aber immer bewusst sein, dass beide Systeme keine realen Cluster beschreiben sondern lediglich ein grobes Modell darstellen, da die aufgebrachten Cluster weder sphärisch noch quaderförmig sind.

Der Vergleich zwischen Simulation (Abb.4.4 ff, gestrichelte Kurve) und Messung (durchgezogene Kurve) zeigt, in welchem Maß die Berechnung erfolgreich ist. Schon der Unterschied zwischen der in der RCWA-Rechnung angenommenen Inselmorphologie legt die Grenzen dieser Methode dar. Es kann im Programm nur eine begrenzte Anzahl von Inseln eingegeben werden, um die Rechenzeit auf ein vernünftiges Maß zu beschränken. Dies gilt ebenso für die Anzahl der in der Rechnung angenommenen Fourier-Ordnungen. Außerdem ist zu berücksichtigen, dass bei der in der Simulation anzunehmenden Inselanzahl eine derartige Vielfalt von Parametern herrscht, dass gewisse Vereinfachungen getroffen werden müssen. In der Simulation wurde davon ausgegangen, dass die Inseln alle dieselbe Höhe aufweisen, da die Höhe der einzelnen Inseln nicht aus dem Experiment hervorgeht. In der Praxis ist dies kaum zu erwarten, und bedingt letztlich quantitative Abweichungen der Theorie vom Experiment. Trotzdem führt die Simulation zu einem repräsentablen Ergebnis. Die Spitzen in den theoretischen Kurven resultieren aus den Konvergenzproblemen, da zu wenig Fourier-Ordnungen angenommen wurden. Mit der gegebenen Rechnerleistung können

maximal 14 Fourier-Ordnungen berechnet werden, diese genügen jedoch noch nicht, um im Konvergenzbereich zu liegen. Für die Simulationen wurden nur 7 Ordnungen verwendet, da für die 14 Ordnungen ca. eine Rechenzeit von 5 Tagen zur Berechnung von z. B. 15 Reflexions-Punkten benötigt würde. Da beide Simulationen sowieso noch nicht in dem Bereich der Konvergenz liegen, kann keine Aussage darüber getroffen werden, welche Ordnung nun die besseren Ergebnisse liefert.

Im zweiten Teil dieses Kapitels wurde gezeigt, dass mit Hilfe eines Silberinselfilms ein selektiver Absorber hergestellt werden kann. Dabei wurde der Silberinselfilm in ein Dünnschichtsystem eingebettet. Des Weiteren wurde untersucht, inwieweit sich die Methoden der RCWA und des effektiven Brechungsindex eignen, diese Schichtsysteme zu beschreiben. Beide Methoden konnten das gemessene Spektrum gut wiedergeben. Bei der RCWA treten die selben Konvergenzprobleme wie bei Einzelschichten auf. Dies zeigen die Spitzen in den simulierten Kurven. Nicht desto trotz konnten mit RCWA einmal das Absorptionsverhalten des einzelnen Silberinselfilms im Schichtsystem sowie des übereinander gestapelten Silberinselfilms gut wiedergeben werden. Auch wenn das theoretische Absorptionsmaximum nicht ganz an das experimentelle herankommt. Auch die Berechnungen mit einem effektiven Brechungsindex des Silberinselfilms im Dünnschichtprogramm FilmWizard kommen den gemessenen Spektren sehr nahe. Dennoch ist ersichtlich, dass mittels RCWA die Form der Spektren zwar besser wiedergegeben werden, dafür aber nicht die Höhe der Absorption. Im Gegensatz dazu geben die Berechnungen mit FilmWizard die Höhe der Absorption exakter an, jedoch nicht die Form des Absorptionsmaximums. Vergleicht man die Genauigkeit der Simulationen mit der Messung kann keine der beiden Methoden favorisiert werden. Dennoch hat die Berechnung mit FilmWizard mehrere Vorteile. Einerseits ist im Gegensatz zur RCWA eine sehr schnelle Berechnung möglich. Andererseits können für eine geforderte Spezifikation und mit den effektiven optischen Konstanten eines dafür ausgewählten Silberinselfilms die Dicken der Einzelschichten des umgebenden Multilayers automatisch optimiert werden. Dies ist für das Designen von selektiven Absorbern ein nicht unerheblicher Punkt. Wobei diese Optimierungsoption generell auch mit dem RCWA-Ansatz durchführbar ist. Doch war dies im hier verfügbaren Programm noch nicht implementiert.

5 GWS mit Metallkomponenten (Absorber)

5.1 Experimentelle Ergebnisse

Für die experimentelle Realisierung von Absorbern auf Basis von resonanten Gitter-Wellenleiter Strukturen wurden Quarzsubstrate mit einer Metallschicht versehen. Dabei wurde durch Sputtern (vgl. experimentelle Methoden) eine dünne Titanschicht als Haftschrift und anschließend eine ca. 150 nm dicke Goldschicht aufgebracht. Anschließend erfolgte eine Strukturierung durch Elektronenstrahlolithographie. Die Probe erhielt 5 Strukturierungen à $(1\text{mm})^2$, bei denen ein rechteckiges Gitter mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 500\text{ nm}$, eine Gittertiefe von $t = 40\text{ nm}$ und einen Füllfaktor von 50% angestrebt wurde. Zur Überprüfung, ob die gewünschten Parameter auch erzielt wurden, sind AFM-Aufnahmen von den Proben hergestellt worden, die in Abb.5.1 gezeigt sind.

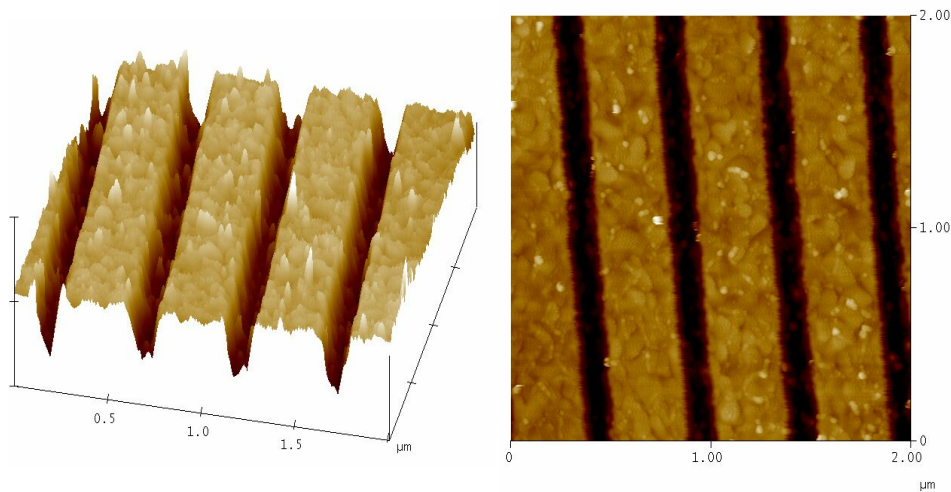


Abbildung 5.1: AFM-Aufnahmen der strukturierten Goldoberfläche

Die Proben wurden dann mit Magnesiumfluorid beschichtet. Wie schon im Kapitel 2.4.2 gezeigt, ist die Plasmonenresonanz abhängig vom Umgebungsmedium. Um dies zu untersuchen wurde die angestrebte Schichtdicke für die GWS-Resonanz in verschiedenen dicke MgF_2 - Schichten in mehreren Aufdampfphasen zerlegt. Zwischen den einzelnen Beschichtungen wurden die optischen Eigenschaften der Probe gemessen. Dabei konnte die Verschiebung der Plasmonenresonanz mit zunehmender Schichtdicke untersucht werden. Die Vermessung der Struktur mit dem Mikroskopphotometer erfolgte bei den Schichtdicken von 51 nm, 102 nm und 151 nm. Die Ergebnisse sind in Abb.5.2 dargestellt.

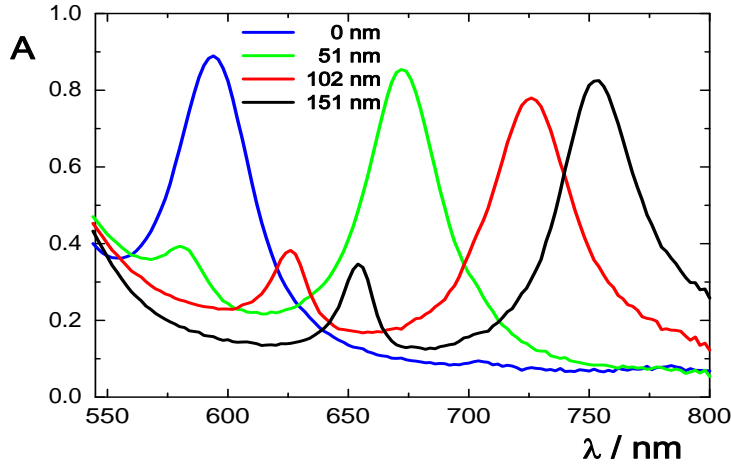


Abbildung 5.2:
Ergebnisse der Mikroskop-
photometermessung für un-
terschiedliche Schichtdicken,
TM-Welle

Bemerkenswert ist das Auftreten eines zweiten Absorptionspeaks im Absorptionsspektrum. Dieser kommt dadurch zu Stande, dass nicht nur die nullte Beugungsordnung durch das Gitter in den Wellenleiter eingekoppelt wird, sondern auch die erste Beugungsordnung. Während die nullte Beugungsordnung senkrecht auf das Metallgitter fällt und gemäß Gl.(28) zur Plasmonenanregung führt, trifft die erste Beugungsordnung unter schrägem Einfallswinkel auf, was zur Modifikation der Anregungsbedingung (28) führt und somit einen 2. Peak im Absorptionsspektrum bedingt.

5.2 Berechnung der Messergebnisse mittels RCWA

Für die theoretische Rekonstruktion der Spektren wurden zunächst die AFM-Aufnahmen herangezogen. Aus diesen AFM-Aufnahmen ist ersichtlich, dass das untere Gitter eher trapezförmig ist. Daher wurde für die Modellrechnung mit RCWA die in Abb.5.4 gezeigte Reliefstruktur angenommen. Die Profiltiefe ist hier im Verhältnis zur Gitterperiode übertrieben dargestellt. Die Gittertiefe wurde aus den AFM-Aufnahmen abgelesen und beträgt 46,5 nm. Da die GWS nicht nur aus dielektrischen Materialien sondern auch metallischen Komponenten bestehen, ist es wichtig, genügend Fourierordnungen für die Berechnung zu verwenden, wie ein RCWA-truncation run (Abb.5.3) bei $\lambda = 783$ nm zeigt. Mehr als 87 Ordnungen kann das Programm nicht berechnen. Um die Rechenzeit auf ein angemessenes Maß zu reduzieren wurden bei den oben dargestellten Simulationen 49 Ordnungen berücksichtigt.

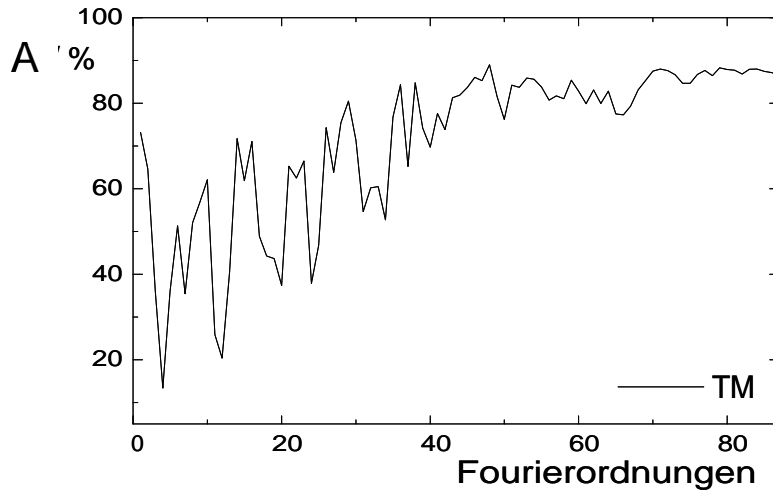


Abbildung 5.3:
Berechnung der Reflexion bei $\lambda = 783 \text{ nm}$ für unterschiedliche Fourierordnungen mittels RCWA mit in Abb.5.4 beschriebenen Design und einer MgF_2 -Schichtdicke von 151 nm

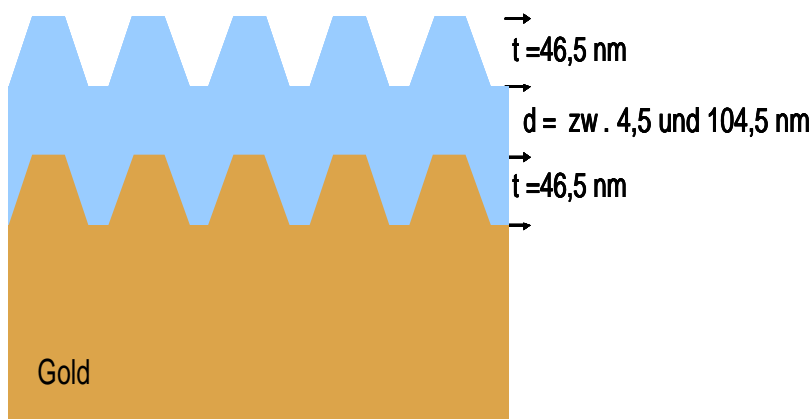


Abbildung 5.4:
Angenommene Geometrie des Goldgitters

5.3 Diskussion

Abb.5.2 zeigt den Einfluss der aufgetragenen MgF_2 -Menge auf die Absorptionswellenlänge. Offenbar lässt sich über die gewählte Schichtdicke die Resonanzwellenlänge einstellen. In Abb.5.5 ist das theoretisch berechnete Spektrum dargestellt. Dies zeigt, dass die erzielten Peakabsorptionen etwas unterhalb der Theoretischen liegen. Im wesentlichen stimmen aber die gemessenen und berechneten Spektren überein. Insbesondere konnten die erwarteten Wellenlängenshifts der Plasmonenanregung experimentell verifiziert werden. Das gezeigte Beispiel demonstriert die Funktionsweise des erörterten Absorberprinzips am

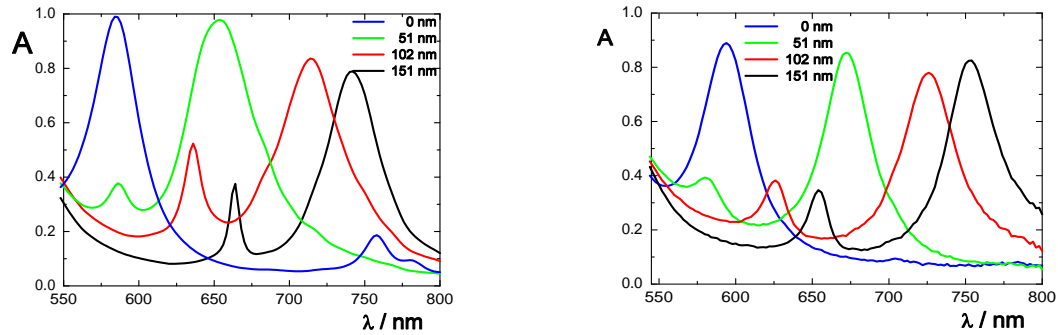


Abbildung 5.5: Links: Berechnete Absorptionsvermögen A des Goldgitters mit aufgebrachtter MgF_2 -Schicht unterschiedlicher Dicke im Vergleich zu den gemessenen Absorptionsvermögen A (rechts), immer TM-Welle

Beispiel einer strukturierten Goldoberfläche. Ähnliche Effekte konnten auch an entsprechend strukturierten Aluminiumoberflächen nachgewiesen werden.

6 Dielektrische GWS (Spiegel)

6.1 Einleitung

Das vorhergehende Kapitel beschreibt und diskutiert die Herstellung und Charakterisierung resonanter GWS auf metallischer Basis. Durch kleine Veränderungen im Design können mit GWS auch schmalbandige selektive Reflektoren hergestellt werden, indem die metallischen Komponenten durch geeignete dielektrische Materialien ersetzt werden. Der Theorieteil behandelt den einfachsten Aufbau einer GWS, die aus einem strukturierten hochbrechenden Schichtwellenleiter auf einem dielektrischen Substrat besteht (siehe Kap. 2.4, Abb.2.5). In der technischen Umsetzung ist es jedoch von Vorteil, nicht den Wellenleiter sondern zuerst das Substrat zu strukturieren. Da, je nach gewünschter Spezifikation des Resonators, verschiedene Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindices für den Wellenleiter verwendet werden, und so in der Praxis für jedes Material ein entsprechender Strukturierungsprozess entwickelt werden müsste. Die so entstandene Doppelgitterstruktur der GWS ist in Abb.6.1 gezeigt.

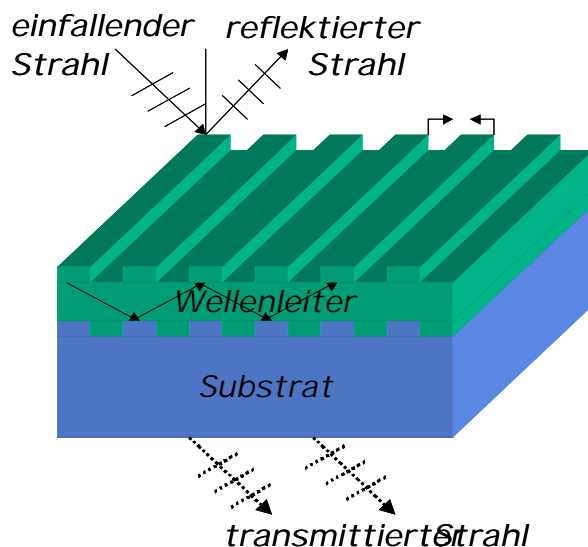


Abbildung 6.1:
Schematische Darstellung
der präparierten GWS

Mit diesem Doppel-GWS lassen sich vergleichbare optische Eigenschaften wie bei den einfachen GWS erzielen. Die genaue theoretische Beschreibung dieser Doppel-GWS kann unter [73] nachgelesen werden. Dort findet die Vielstrahlinterferenztheorie von Friesem et. al. [10], die für eine einfache GWS entwickelt wurde, als Basis zur Weiterberechnung ihre Anwendung.

Da sich eine neue Geometrie darstellt, und es von vornherein nicht klar ist, in wie weit sich das untere Gitter nach der Beschichtung oben durchstellt und ob es die gleiche Gitterform und Gittertiefe hat, wurden unterschiedliche Geometrien mittels RCWA-Rechnungen untersucht.

6.2 Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Geometrie des Doppelgitters

6.2.1 Einfluss der Gittertiefe t des oberen Gitters

Für die Untersuchung, des Einflusses der Gittertiefe des oberen Gitters auf das Reflexionsvermögen des Resonators, wurden unterschiedliche Gittertiefen mittels RCWA simuliert. Alle anderen Parameter wie Gitterform und Dicke des Schichtwellenleiters bleiben konstant. Das untere Gitter hat folgende Parameter: Rechteckgitter mit einer Gittertiefe von 50 nm, einem Füllfaktor von 50% und einer Periode von 328 nm. Die Dicke des TiO_2 ($n = 2.214$ und $k = 6 \cdot 10^{-5}$) betrug 450 nm und blieb bei der Berechnung für die unterschiedlichen Gittertiefen immer konstant. Die simulierten Geometrien sind in der unten stehenden Abb.6.2 skizziert, dabei stellt die Zeichnung die Tiefe des Gitters im Verhältnis zur Dicke des Wellenleiters übertrieben dar. Für das obere Gitter wurden verschiedene Gittertiefen exemplarisch angenommen. In der Abb.6.2 und Abb.6.3 veranschaulichen die Ergebnisse der Untersuchung, dass je niedriger das obere Gitter wird, desto mehr nimmt das Reflexionsvermögen ab, dafür nimmt die Schmalbandigkeit des Resonators zu. Dies liegt daran, dass die Beugungseffizienz des Auskoppelgitters mit der Gittertiefe abnimmt und daher das geführte Photon sich länger im Wellenleiter aufhält, dies verringert die Linienbreite. Gleichzeitig ist aber die Wahrscheinlichkeit, dass das Photon im Wellenleiter absorbiert wird, durch die längere Lebensdauer größer. Dies zeigt sich in der Verminderung des Reflexionsvermögens.

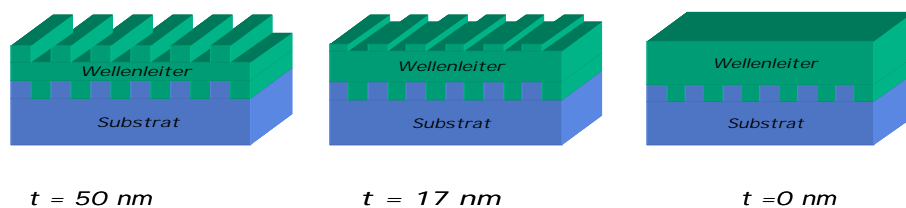


Abbildung 6.2: Geometrie der GWS: Die Gittertiefen des oberen Gitters variieren von 50 nm, 17 nm und 0 nm.

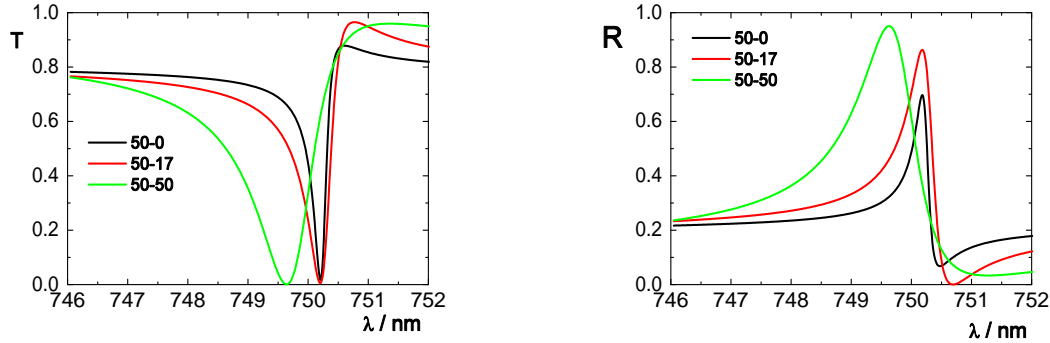


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der Reflexion von der Gittertiefe t des oberen Gitters: $\Lambda = 328$ nm; TiO_2 -Massenbelegung = 450 nm; $n = 2,214$; $k = 6 \cdot 10^{-5}$; Füllfaktor 50%, TE-Polarisation

6.2.2 Laterale Verschiebung des oberen Gitters relativ zum unteren Gitter

Als nächster Punkt soll der Einfluss der Lage der Gitter zueinander untersucht werden. Da die Lage der Gitter zueinander durch experimentelle Messmethoden schwer zugänglich ist, erhofft man sich durch die Simulation und anschließendem Vergleich mit der Messung Aufschluss darüber zu bekommen. Für die Simulationen wurden das untere Gitter als fest angenommen und das obere Gitter um $1/8$ -, $1/4$ -, $3/8$ -, $1/2$ - usw. Gitterperiode relativ zum unteren verschoben (vgl. dazu Abb.6.4). Diese Verschiebung hat einen sehr großen Einfluss auf das Reflexionsvermögen, wie die Abb.6.5 demonstriert. Es ist zu erkennen, dass sich das Reflexionsvermögen bei der Lateralverschiebung des oberen Gitters verringert und bei einer Verschiebung von ca. $0,34$ der Periode sein Minimum erreicht um dann wieder zuzunehmen. Interessant ist auch, dass sich die Form des Peaks verändert. Somit lässt sich anhand der Form des gemessenen Peaks feststellen, ob das obere Gitter relativ zum unteren um mehr als ca. $1/3$ der Periode verschoben ist. Auch hier führt die Verschiebung der Gitter zueinander zu einer Verminderung der Ein- bzw. Auskoppelleffizienz in den Wellenleiter und daher zu einer Verringerung des Reflexionsvermögens und zu einer Erhöhung des Transmissionsvermögens.

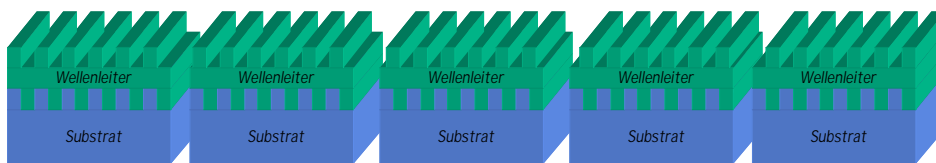


Abbildung 6.4: Graphische Darstellung der GWS mit lateral verschobenem oberem Gitter

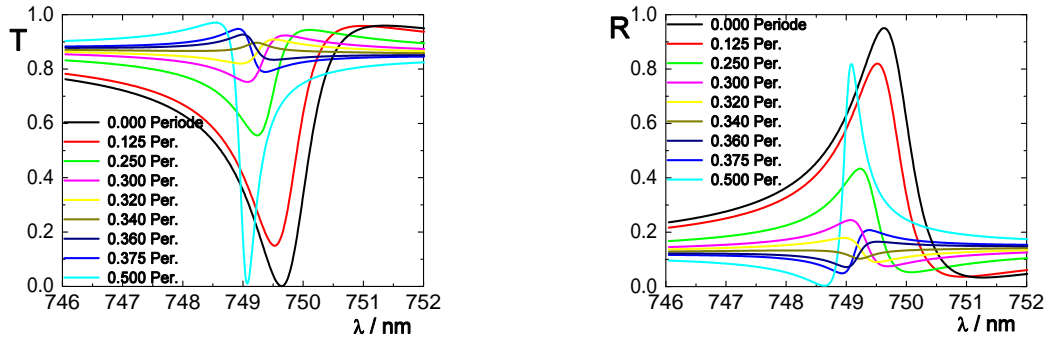


Abbildung 6.5: Abhängigkeit des Transmissionsvermögens (links) und Reflexionsvermögens (rechts) bei lateraler Verschiebung des oberen Gitters relativ zum unteren Gitter: $\Lambda = 328$ nm; TiO_2 -Massenbelegung = 450 nm; $t = 50$ nm; $n = 2, 21$; $k = 6 \cdot 10^{-5}$; Füllfaktor 50%, TE-Polarisation

6.2.3 Variation des Füllfaktors des oberen Gitters



Abbildung 6.6: Schematischer Aufbau der GWS mit unterschiedlichem Füllfaktor des oberen Gitters

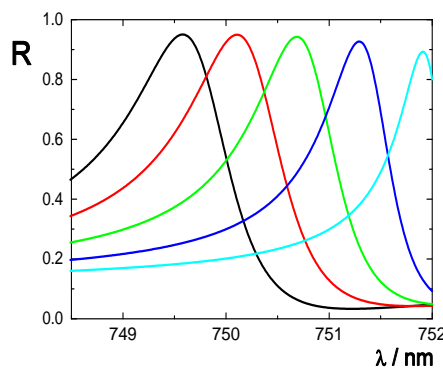


Abbildung 6.7: Abhängigkeit des Reflexionsvermögens für verschiedene Füllfaktoren des oberen Gitters: $\Lambda = 328$ nm; TiO_2 -Dicke = 450 nm; $t = 50$ nm; $n = 2, 214$; $k = 6 \cdot 10^{-5}$, TE-Polarisation

Es ist unwahrscheinlich zu erwarten, dass die Breite der Stege des oberen Gitters durch die Beschichtung genau so erhalten bleibt und es zu keiner Verbreiterung kommt. Daher wurden verschiedene Geometrien mit unterschiedlichen Füllfaktoren des oberen Gitters untersucht. Die Simulation zeigt, dass mit steigender Stegbreite des oberen Gitters das Resonanzmaximum zu größeren Wellenlängen verschoben wird. Dabei nimmt das Maximum kontinuierlich, aber nur um einige Prozent, ab und auch die Breite des Resonanzpeaks

wird schmaler. Dies lässt sich wieder durch die nicht mehr optimal erfüllte Auskoppelbedingungen erklären.

6.3 Herstellung und Charakterisierung von GWS

Die Herstellung der GWS erfolgt mit dem Ziel der grundlegenden Untersuchung von Stopbandbreiten und Reflexionsvermögen. Dafür wurden mehrere Probenserien hergestellt, wobei zwei hier vorgestellt werden. Bevor die dielektrischen GWS realisiert werden konnten, wurde ein geeignetes Design mittels der Grating Solver Software Unigit berechnet. Das erste Design berücksichtigt, dass die erzeugten GWS mittels Titan-Saphir-Laser-System (Kap.3.3.3) am Laser Laboratorium Göttingen untersucht werden können und impliziert, dass die Resonanz des GWS zwischen 700 nm und 920 nm liegen muss. Wobei die gewählte Resonanzwellenlänge der GWS bei ungefähr 750 nm festgelegt wurde.

Die praktischen Arbeiten begannen mit der Strukturierung der unbeschichteten Quarz-Substrate mittels Elektronenstrahlolithographie. Es wurde verfahrensbedingt eine Probe mit einer Gittergröße von nur 1 mm x 1 mm hergestellt. Die Gitterperiode betrug 328 nm mit einem Füllfaktor von 50% und einer Gittertiefe von 50 nm. Die strukturierten Quarz-Substrate wurden nach dem Strukturierungsprozess mit dem Rasterelektronenmikroskop (Abb.6.8) als Qualitätskontrolle untersucht.

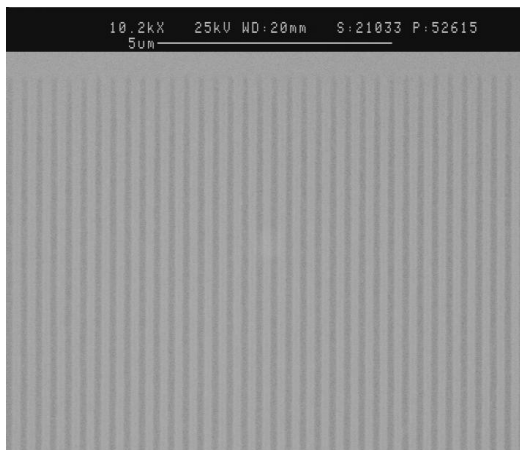


Abbildung 6.8:
Raster-
Elektronenmikroskopaufnahme
des Gitters auf einem Quarz-
substrat

Vor dem Aufbringen des Wellenleiters wurden die Proben zusätzlich mittels Mikroskopphotometer vermessen. Es wurden die Transmissionen der Gitter auf dem Substrat bei senkrechtem Lichteinfall für beide Polarisierungen bestimmt. Die Messungen zeigen die beiden charakteristischen Wood'schen Anomalien bei den Wellenlängen $\lambda = \Lambda$ und $\lambda = n_s \cdot \Lambda$. In Abb.6.9 sind die gemessenen und zum Vergleich die berechneten Spektren abgebildet.

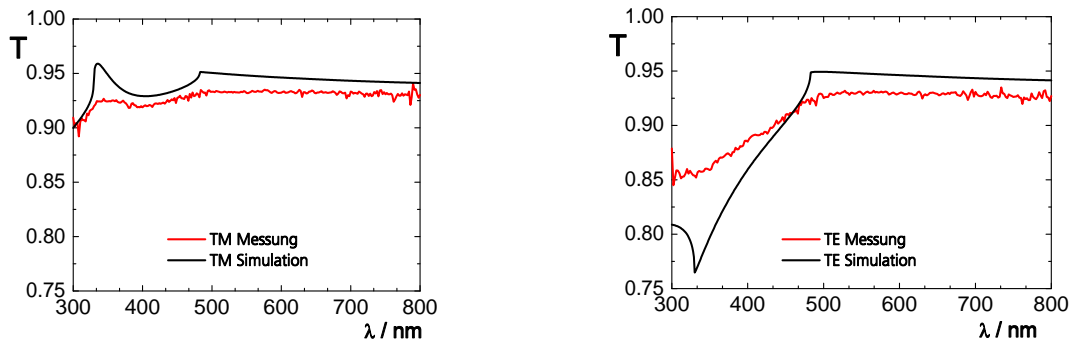


Abbildung 6.9: Kalkulierte und gemessene Transmissionsspektren des strukturierten Quarz-Substrates

Anschließend wurde eine dielektrische Wellenleiterschicht (TiO_2) mit der Dicke von 437 nm an der Beschichtungsanlage BAK 640 aufgedampft.

Zur Kontrolle ob sich das Gitter an der Oberfläche des Schichtwellenleiters durchgestellt hat, wurde eine Rasterkraftmikroskopaufnahme (AFM) von der Probe hergestellt. Die Aufnahme zeigt die Gitterstruktur mit $\Lambda = 328$ nm, aber auch die „nicht perfekte“ Struktur der TiO_2 -Schicht.

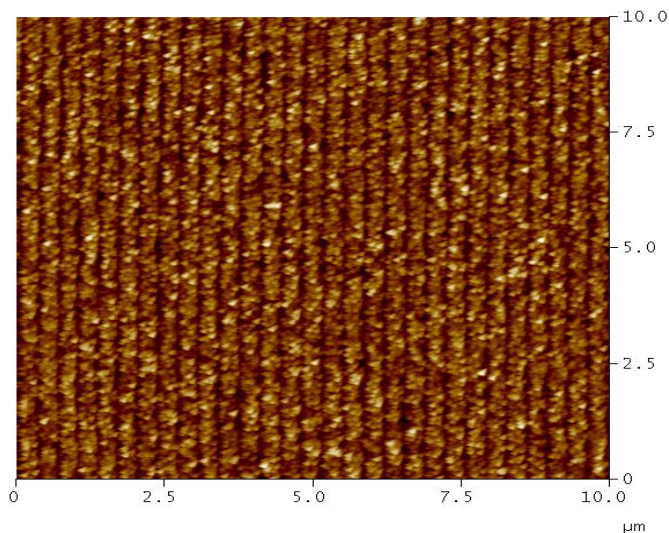


Abbildung 6.10:
Rasterkraftmikroskop-
Aufnahme der strukturierten
und mit TiO_2 beschichteten
Probe

Die Transmissions- und Reflexionsspektren der GWS sind sehr winkelsensitiv und konnten deshalb nicht mit dem Mikroskopphotometer vermessen werden, da dieses eine zu große numerische Apertur hat. Daher erfolgte die Vermessung der Proben in Göttingen am Titan-Saphir-Laser-System. Der Laser ist durchstimmbare von 700 nm bis 920 nm. Bei der Messung wurde ein gepulster Laserstrahl mit einer Pulsbreite von 20 ns durch die

Probe geleitet und traf dann auf den Spektralanalysator, der das gemessene Spektrum an das Speicheroszilloskop weiter gab. Die Probe war so montiert, dass sie drehbar war. Für die Reflexionsmessung wurde die Probe unter einem Winkel von 10° in den Probenstrahl gestellt und der Spektrograph in die richtige Position geschwenkt um den reflektierten Strahl zu detektieren. Auch die Transmission wurde unter einem Probenwinkel von 10° vermessen. Die Ergebnisse sind in der nachfolgenden Abb.6.11 gezeigt. Für die Berechnung der theoretischen Transmissions- und Reflexionsspektren wurden für TiO_2 eine Brechzahl von 2,214 und ein Extinktionskoeffizient von rund $6 \cdot 10^{-5}$ angenommen. Es wurde auf beiden Seiten der Wellenleiterschicht ein rechteckiges Gitter mit der Tiefe von 50 nm und einem Füllfaktor von 50% sowie einer Periode von 328 nm festgelegt. Die genaue Gitterperiode wurde durch einen HeNe-Laser experimentell ermittelt. Dabei fand die folgende Gitterformel Anwendung. [74]

$$\Lambda \cdot [\sin(\alpha) \pm \sin(\beta)] = m \cdot \lambda \quad (32)$$

Aus dem Einfallswinkels bei der die erste Beugungsordnung verschwindet (Wood'sche Anomalie) und daher $\sin(\beta) = 1$ wird, ($m = 1$) kann die Gitterperiode einfach durch umstellen der obigen Gleichung bestimmt werden:

$$\Lambda = \frac{632,8nm}{\sin(\alpha) + 1} \quad (33)$$

Die Schichtdicke beträgt 437 nm und der Einfallswinkel betrug bei der Messung $9,8^\circ$. Aus diesen Parametern wurde mit Hilfe des Unigit-Programms die rechts abgebildeten Spektren für die TE-Polarisation berechnet. Auf der linken Seite in der Abb.6.11 sind die experimentellen Spektren dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass das experimentelle Maximum der Reflexionskurve für TE-Polarisation bei ungefähr 0,87 liegt, wobei die Bandbreite 2 nm beträgt. Die Reflexion ist etwas niedriger als der theoretische Wert, der bei 0,95 berechnet wurde. Die Summe von der Transmission (T) und Reflexion (R) liegt in einigen Teilen des Spektrums über 1. Dies liegt am Rauschen des Messsignals und an der verschobenen Basislinie, was eine Ungenauigkeit der Messung von R und T von einigen Prozent mit sich bringt.

Die oben beschriebenen Proben haben nur eine sehr kleine strukturierte Probenfläche und sind daher praktisch, z. B. als Resonatorspiegel für Laser, nicht einsetzbar. Eine alternative Strukturierungsmethode zur Elektronenstrahlolithographie stellt die Laserlithographie dar. Dort können Probenflächen von bis zu $300 \times 300 \text{ mm}^2$ [75] hergestellt werden. Für die Probenerzeugung wurde auf die am Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik in

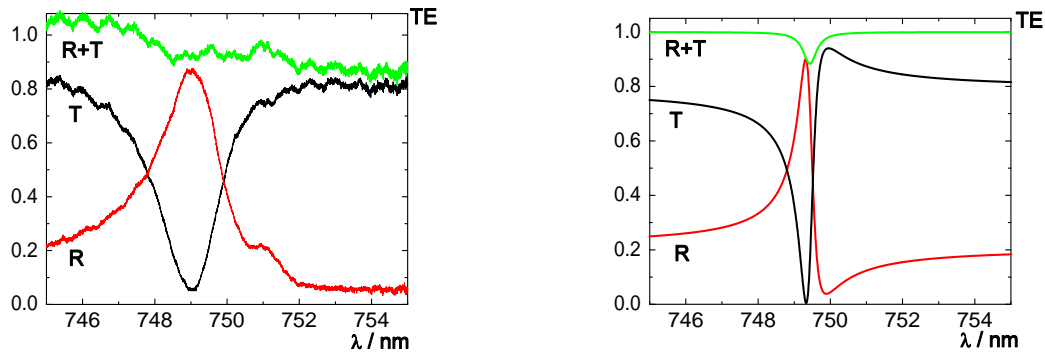


Abbildung 6.11: Links: Ergebnisse der gemessenen Transmissions- und Reflexionsspektren für eine GWS; Rechts: die berechneten Spektren

der Abteilung Mikrooptik verfügbare Interferenzlithographie zurückgegriffen. Durch das alternative Verfahren entstehen sinusförmige anstatt wie bisher rechteckige Gitterstrukturen. Als Demonstrator wurde ein schmalbandiger Spiegel für 1064 nm in TE-Polarisation ausgewählt. Daraus ergeben sich folgende Parameter für die Designrechnung: Substrat: SiO_2 ; Gitterperiode: $\Lambda = 500$ nm; Gittertiefe: $t = 60$ nm; Nb_2O_5 : Schichtdicke $d = 776$ nm; $n = 2,192$; $k = 0$.

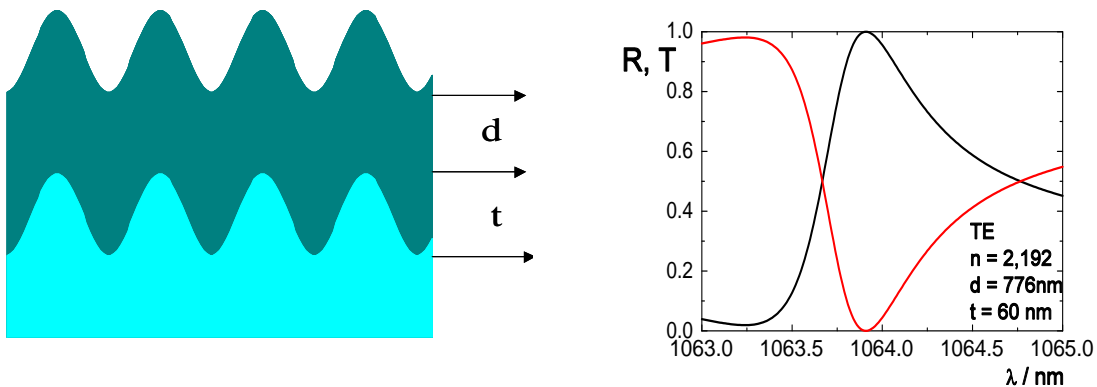


Abbildung 6.12: Links: angestrebte Probengeometrie und rechts: theoretisches Reflexionsvermögen im Bereich um $\lambda = 1064$ nm

Die Abb.6.12 (links) zeigt die angestrebte Probengeometrie mit der sinusförmigen Gitterstruktur und das sich aus den oben beschriebenen Parametern entstehende theoretische Reflexionsvermögen für senkrechten Lichteinfall und TE-Polarisation unter Vernachlässigung der Absorption (rechts). Das Ziel war es, drei Proben mit verschiedenen Gittertiefen herzustellen und diesen Parametereinfluss auf die Resonanzfrequenz zu untersuchen.

Für die Umsetzung der unterschiedlichen Gittertiefen wurden die Proben beim Strukturierungsprozess unterschiedlich langen Ätzzeiten ausgesetzt. Auch hier erfolgt die Charakterisierung der unbeschichteten Proben mit dem AFM (Abb.6.13) und dem Mikroskopphotometer (Abb.6.14). Die AFM-Aufnahme zeigt eine strukturierte Oberfläche mit einer mittleren Gittertiefe von ca. 77 nm bei einer Ätzzeit von 80 s. Die Profiltiefe und -form weisen offenbar starke Unregelmäßigkeiten auf. Dagegen ist die vorgegebene Gitterperiode von 500 nm gut eingehalten.

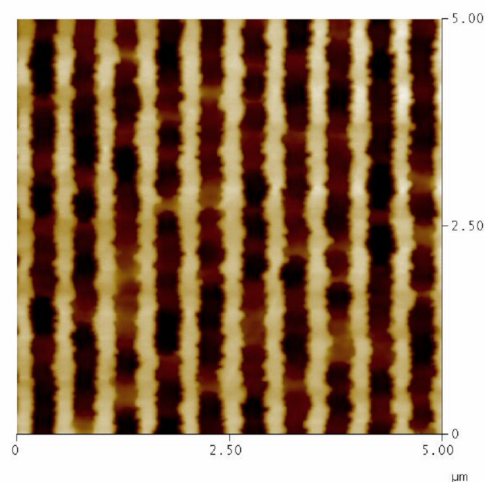


Abbildung 6.13:
AFM-Aufnahme der Gitterstruktur auf dem Quarzsubstrat

Die Vermessungen mit dem Spektralphotometer zeigen die Transmissionsvermögen der Gitter mit den charakteristischen Wood'schen Anomalien, die bei 500 nm und 720 nm zu erwarten sind. Dabei stellen die schwarzen dünnen Linien die theoretischen Kurven für verschieden tief strukturierte Proben und die dicken Linien die gemessenen Transmissionskurven dar. Besonders bei der Probe mit der langen Ätzzeit, die einer durchschnittlichen Gittertiefe von ca. 77 nm entspricht, sind die Wood'schen Anomalien für TM-Polarisation gut identifizierbar.

Nach der Vermessung der strukturierten Proben erfolgte die Abscheidung von Nb_2O_5 mittels ionenunterstützter Aufdampfung (Advanced Plasma Source (APS)). Die Beschichtung der drei Proben geschah gleichzeitig mit der Beschichtung eines Testglases in einem Arbeitsschritt. Daher kann angenommen werden, dass alle Proben und das Testglas die gleiche Nb_2O_5 -Schichtdicke besitzen. Aus den Transmissions- und Reflektionsmessungen des Testglases konnte die Massenschichtdicke ($d+t$) der Proben bestimmt werden, die bei 844 nm liegt. Des Weiteren liegt der Brechungsindex der Proben, der ebenfalls aus den R -

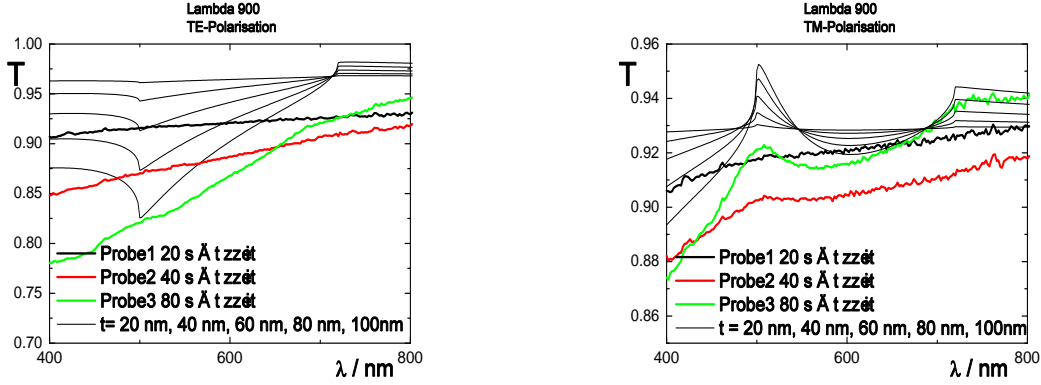


Abbildung 6.14: Theoretische (dünne schwarze Linien) und gemessene (dicke Linien) Transmissionsspektren der strukturierten Quarzsubstrate

und T -Spektren ermittelt wurde, bei $n_{980 \text{ nm}} = 2,20$ und $k_{980 \text{ nm}} \approx 6 \cdot 10^{-5}$. Der Extinktionskoeffizient k kann durch R - und T -Messungen nicht bestimmt werden. Daher wurde dieser aus kalorimetrischen Messungen an ähnlichen Proben aus früheren Messungen abgeschätzt [76]. Dort wurden bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$ k -Werte im Bereich von $1,5 \cdot 10^{-6}$ und $4,0 \cdot 10^{-6}$ ermittelt. Da die Prozessbedingungen aber nicht identisch mit den hier verwendeten Parametern waren, können diese Ergebnisse auf die hier interessierenden Schichten nicht übertragen werden. Tatsächlich ist damit zu rechnen, dass die hier verwendeten Schichten etwas stärker absorbieren. Da andererseits spektralphotometrische Absorptionsverluste bei 980 nm Wellenlänge und bis zu 850 nm dicken Schichten nicht nachweisbar sind, kann davon ausgegangen werden, dass der tatsächliche Extinktionskoeffizient zwischen $3 \cdot 10^{-6}$ und $3 \cdot 10^{-4}$ liegt. Um eine genauere Abschätzung treffen zu können, wurden mit verschiedenen Oszillator-Modellen die Ausläufer der Absorptionskante simuliert. Der so abgeschätzte Extinktionskoeffizient liegt zwischen $k \approx 9 \cdot 10^{-5}$ für das 1-Oszillator-Modell und $k \approx 3 \cdot 10^{-5}$ für das Multi-Oszillator-Modell. Für die folgenden Simulationen wurde daher pauschal ein Schichtextinktionskoeffizient von $6 \cdot 10^{-5}$ angesetzt. Die Berechnungen mit *unigit* und den experimentell bestimmten Konstanten sowie einer Wellenlängenschrittweite von $0,1 \text{ nm}$ ergaben das in Abb.6.15 gezeigte Reflexionsvermögen. Die Resonanzwellenlänge liegt für TE-Polarisation bei 1057 nm ($m = 1$) und bei 980 nm ($m = 2$). Die Parameter für die einzelnen Gittertiefen sind in der Tabelle 4 zusammengefasst.

Die Proben wurden dann im Bereich von 970 nm bis 990 nm mit dem OPG-OPA-System (Messaufbau in Kap. 3.3.4 beschrieben) im Laser Laboratorium Göttingen vermessen, da dort die Proben besser messbare Strukturen als bei 1064 nm hatten. Die Ergebnisse

Tabelle 4:

Überblick über die Reflexionsmaxima des „1064 nm“-Reflektors für TE-Polarisation

Gittertiefe t	Resonanz- wellenlänge λ_0	Reflexion R	Bandbreite Γ
77 nm	1056.3 nm	0.923	1.55 nm
60 nm	1057.1 nm	0.882	1.10 nm
20 nm	1057.9 nm	0.560	0.28 nm
77 nm	978.4 nm	0.988	7.49 nm
60 nm	980.0 nm	0.982	4.99 nm
20 nm	981.2 nm	0.856	0.83 nm

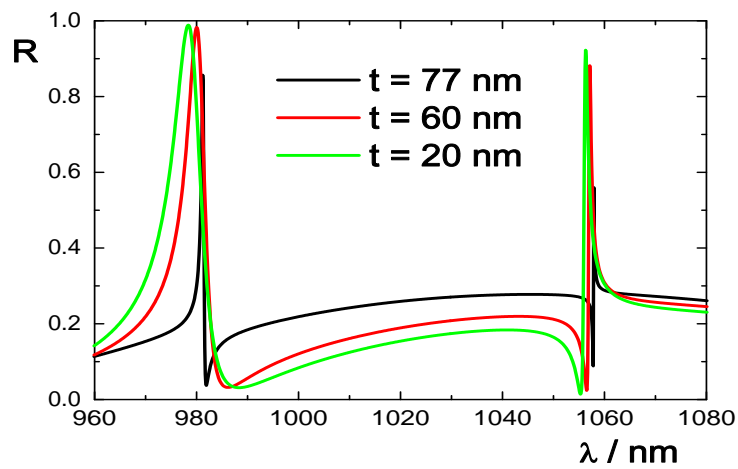


Abbildung 6.15:
Simulation des Reflexions-
vermögens des Reflektors für
1064 nm bei TE-Polarisation

der Messungen sind in den folgenden Abbildungen gezeigt. Wobei links die gemessenen Reflexions- und Transmissionsspektren und rechts die mit Unigit kalkulierten Resultate dargestellt sind. Durch die hohe Auflösung des Detektors und als Folge der dünnen Substrate (ca. 0,5 mm) konnte nicht nur das Resonanzverhalten der GWS, sondern auch die Interferenz des Substrates mit abgebildet werden. Dies wurde aber in den Simulationen nicht mitberücksichtigt. In der Abb.6.16 sieht man, dass das experimentelle Maximum

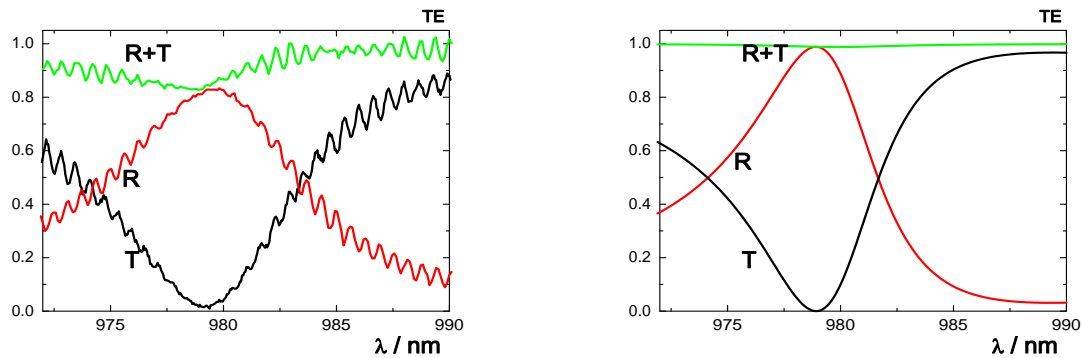


Abbildung 6.16: Links: Gemessene und kalkulierte (rechts) Transmissions- und Reflexions-Spektren der GWS mit einer Gittertiefe von ca. 77 nm.

der Reflexionskurve für die TE-Polarisation bei etwa 0,83 liegt. Das Rauschen der $R+T$ -Kurve liegt daran, dass die T und R nicht gleichzeitig detektiert wurden und schon sich geringe Verschiebungen bemerkbar machen. Die gemessene Bandbreite beträgt ca. 10 nm. Die Messung (Abb.6.17) der Probe mit der Gittertiefe von 60 nm zeigt, dass das Reflexionsmaximum für TE-Polarisation bei ca. 0,6 liegt, also deutlich niedriger als die Simulation ergibt. Die Bandbreite beträgt ca. 3 nm (FWHM).

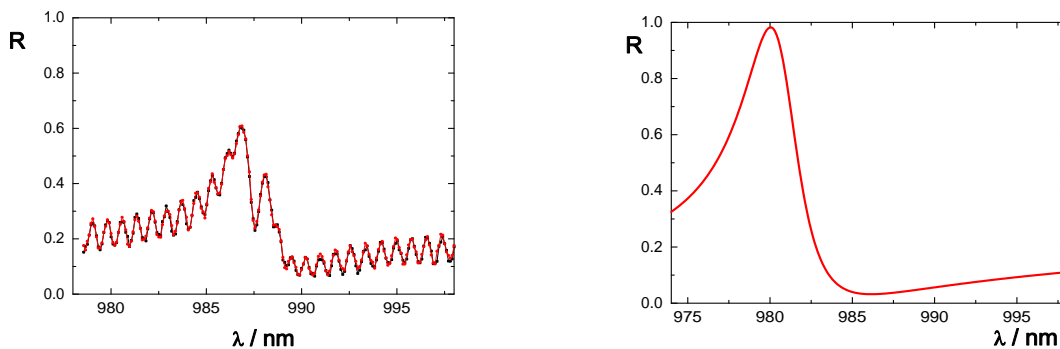


Abbildung 6.17: Links: Gemessene Reflexionsspektren der GWS mit einer Gittertiefe von ca. 60 nm; Rechts: kalkuliertes Spektrum

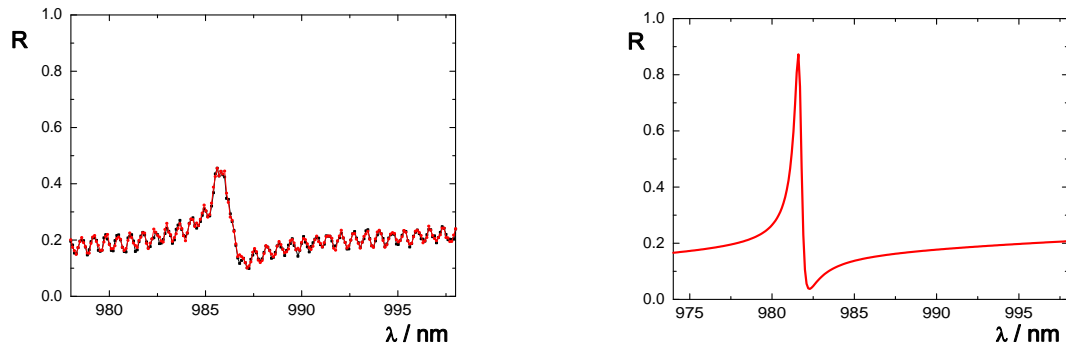


Abbildung 6.18: Links: Gemessene Reflexionsspektren der GWS mit einer Gittertiefe von ca. 20 nm; Rechts: kalkuliertes Spektrum

In Abb.6.18 ist das Reflexionsverhalten der Probe mit einer Gittertiefe von ca. 20 nm dargestellt. Hier beträgt das Reflexionsvermögen ca. 0,45 für TE-Polarisation. Bei den Messungen der beiden letzten Proben ist die Höhe des Reflexionsvermögens deutlich niedriger als die Simulation vorhergesagt hat. Gründe dafür könnten die geringere Gittertiefe des oberen Gitters sein, da doch eine relativ dicke Wellenleiterschicht aufgebracht wurde. Daher wurden die Proben nochmals mit dem AFM charakterisiert. Doch die zeigen, dass die Oberfläche aus einem gleich tiefen Gitter wie das zuvor strukturierte Substrat besteht (Abb.6.19). Da das geringe Reflexionsvermögen nicht durch die Gittertiefe erklärbar ist, muss es andere Ursachen, wie z. B. die nicht homogene Gitterperiode, geben.

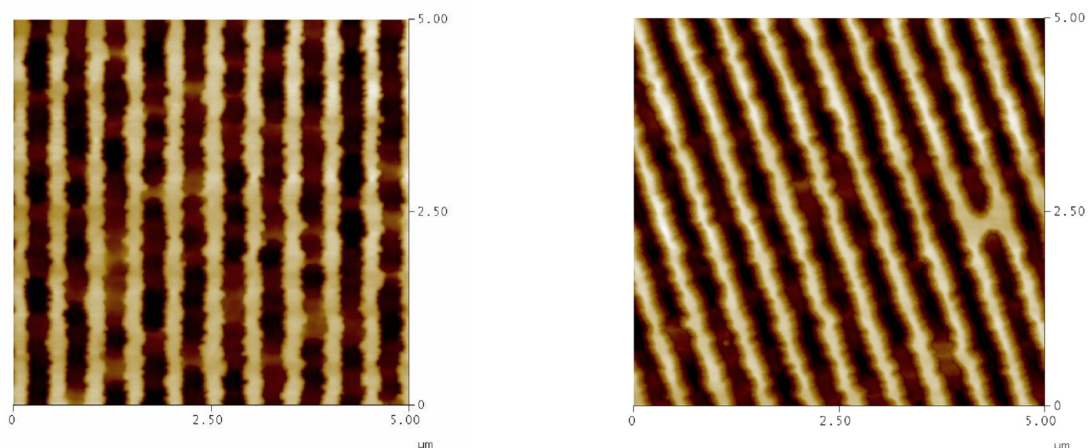


Abbildung 6.19: Links: AFM-Aufnahme der unbeschichteten Probe; Rechts: der beschichteten Probe mit einer Gittertiefe von ca. 77 nm

6.4 Diskussion

Noch bevor die experimentellen Ergebnisse der zwei unterschiedlichen Demonstratoren diskutiert werden, soll die Richtigkeit und Verwendbarkeit der Näherungsformeln (19) aus dem Kap. 2.4.1 untersucht werden. Dafür verwenden wir die Daten des ersten Beispiels mit der Reflexionswellenlänge von 750 nm. Die Formel (19) erlaubt die Wellenleiterschichtdicke abzuschätzen. Dabei kommt für die TE-Polarisation und einem Einfallswinkel von $9,8^\circ$, einer Gitterperiode $\Lambda = 328$ nm und einem Brechungsindex von $n = 2,214$; $k \approx 6 \cdot 10^{-5}$ eine Schichtdicke von 433 nm heraus. Dies ist für eine erste Näherung sehr gut, da der Wert zwischen der realen Schichtdicke $d = 410$ nm und der TiO_2 Massenbelegung von 437 nm liegt. Mit der Gleichung (27) kann eine Abschätzung der maximalen möglichen Reflexion bei gegebenem Extinktionskoeffizienten k gemacht werden. Dieser liegt für dieses Beispiel bei $R_{max} = 95\%$ und findet durch die RCWA-Berechnung Bestätigung. Somit sind die im Theorieteil vorgestellten Formeln für die erste Abschätzung zur Berechnung der GWS ein wichtiges Werkzeug.

Mit dem ersten Beispiel sollte die Realisierbarkeit von Gitterwellenleiterstrukturen getestet werden. Daher wurden für den Demonstrator die Parameter angenommen, mit denen die Untersuchung am einfachsten gelingen. Das heißt, die ausgesuchte Resonanzwellenlänge von 750 nm hat keinen speziellen Anwendungshintergrund, sondern für diese Wellenlänge stand ein einfacher Messaufbau zur Verfügung. Mit einem Reflexionsvermögen von ca. 87% konnte ein beachtliches Ergebnis erzielt werden, das mit den theoretischen Werten aus der RCWA-Rechnung korreliert. Dass das Reflexionsvermögen nicht ganz den theoretischen Wert erreicht hat, könnte an Streuverlusten liegen, die aber nicht experimentell gemessen wurden. Wenn man sich aber die AFM-Aufnahme der beschichteten Oberfläche ansieht, ist zu erkennen, dass es sich um eine raue TiO_2 -Oberfläche handelt, die diese Vermutung unterstützt. Die Schmalbandigkeit von ca. 1 nm in der RCWA-Rechnung konnte im Experiment nicht erreicht werden. Dies liegt daran, dass durch kleine Unregelmäßigkeiten im Gitter das Photon nicht ausreichend lange im Wellenleiter geführt, sondern schon vorher ausgekoppelt wird.

Ziel der zweiten Probenserie war es, einen Demonstrator herzustellen, der auch industrielle Anwendung finden würde. Daher wurde ein Strukturierungsverfahren ausgesucht, das es ermöglicht die Gitter auf einer großen Fläche aufzubringen. Da aber das Verfahren zur Strukturierung mit Laserstrahlinterferenz am Institut für Angewandte Optik und Feinme-

chanik für große Aspektverhältnisse entwickelt wurde, konnte nicht die gleiche Qualität in der Homogenität der Gitter wie bei der Elektronenstrahlolithographie erreicht werden. Die Simulationen und Messungen zeigten, dass bei den hergestellten Probe die Resonanzwellenlänge bei 1057 nm und nicht wie angestrebt bei 1064 nm liegt. Der Grund dafür ist in den unterschiedlichen Schichtbrechzahlen und -dicken von Simulation und Messung zu finden. Dies entstand einerseits dadurch, dass die Dicke beim Abscheiden des Wellenleiters mit einem Schwingquarz monitoriert wurden. Dies ermöglicht nur eine Dickengenauigkeit von 1%, die auch erreicht wurden. Andererseits ist der Brechungsindex nicht exakt auf die zweite Nachkommastelle durch die Prozessparameter wie APS-Bias und Druck einstellbar. Da aber die GWS besonders empfindlich auf Änderungen der Schichtdicke und Brechzahl reagiert (vgl. Kapitel 2.4.1), wurde eine Abweichung von 7 nm in der Resonanzwellenlänge beobachtet. Bei dem Doppelgitterdesign ist der Schichtwellenleiter der letzte Herstellungsprozess. Da mit der Schichtdicke die Resonanzwellenlänge steuerbar ist, kann durch eine online Monitoring der Reflexion während des Beschichtungsprozesses die Beschichtung dann beendet werden, wenn die spezifizierte Resonanzwellenlänge erreicht ist. Dabei wäre es auch nicht entscheidend, die aus dem Design geforderte Brechzahl während der Beschichtung durch die Prozessparameter genau zu treffen, da dies durch die insitu-Korrektur der Schichtdicke ausgeglichen wird.

Die Probe wurde mittels OPG/OPA-System vermessen, und bei einer Wellenlänge von 978 nm wurde ein Reflexionsvermögen von ca. 83% detektiert. Mit der RCWA-Simulation konnte die Lage der Resonanz sehr gut wiedergegeben werden. Die für die Simulation angenommenen optischen Konstanten wurden aus der Berechnung von LCalc, dem die R - und T -Spektren des Testglases zugrunde lagen und der theoretischen Abschätzung (vgl. vorhergehenden Abschnitt), ermittelt. Der Unterschied zwischen der gemessenen und der simulierten Reflexion liegt daran, dass die Gitter nicht perfekt sind, sondern die Grabtiefe und -breite inhomogen sind. (siehe Abb.6.13) Ein weiteres Ziel dieser Probenserie war es den Einfluss der Gittertiefe auf die Reflexionsresonanz zu untersuchen. Dabei fällt auf, dass je flacher die Gittertiefe wird, um so schmaler wird auch der Reflexionspeak. Dies haben auch die theoretischen Berechnungen gezeigt.

7 Zusammenfassung - Ausblick

Gegenstand der vorliegenden Arbeit war es, neuartige lateral heterogene Dünnschichtsysteme auf metallischer und dielektrischer Basis zu entwickeln und zu charakterisieren. Dabei wurden zwei unterschiedliche inhomogene Systeme, einmal stochastische (Metallinselfilme) und einmal periodische Strukturen (GWS) erforscht. Des Weiteren sollte geprüft werden, inwieweit die erreichbaren optischen Eigenschaften es ermöglichen, diese Systeme praxisrelevant als Absorber bzw. schmalbandige Reflektoren zu verwenden. Dies war durch entsprechende Demonstratoren zu belegen.

Ausgehend von der theoretischen Analyse auf der Grundlage von Rigorous Coupled Wave Approach, das die Modellierung der Schicht als lateral inhomogen annimmt und einem phänomenologischen Ansatz, der von einer optisch homogenen Schicht ausgeht, wurden die Metallinselfilme untersucht und bewertet. Beide Verfahren haben sich als tragfähig zu Berechnung von Absorbersystemen mit Metallinseln erwiesen. Auch wenn es bei der RCWA Probleme mit der Konvergenz bei Berücksichtigung einer zu geringen Anzahl von Fourier-Ordnungen gibt. Die erzeugten Systeme konnten alle mit diesen zwei Methoden simuliert werden. Da für die Berechnung der beiden Methoden unterschiedlich weit entwickelte Computerprogramme verwendet wurden, kann aus dieser Sicht der Berechnung mit dem phänomenologischen Ansatz den Vorzug gegeben werden, da dort die Berechnung wesentlich einfacher war und weniger Zeit in Anspruch nahm.

Zusätzlich soll drauf hingewiesen werden, dass der RCWA-Ansatz einen neuartigen Ansatz in der Berechnung von Metallinselfilmen aufzeigt, da derartige Kalkulationen herkömmlich mittels Mie-Theorie und deren Abwandlungen beschrieben werden. In der RCWA erfolgt die Beschreibung der elektromagnetischen Felder in Form ebener Wellen, die es ermöglichen, inhomogene und homogene Schichten gemeinsam in einem Schichtsystem zu berechnen. Bei der Mie-Theorie, die mit Kugelwellen rechnet, verursacht die Einbindung in ein Dünnschichtsystem dagegen Probleme.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, dass die Herangehensweise, Absorptionsfilter auf Basis von Silberinselfilmen anstatt mit geschlossenen Metallschichten herzustellen, perspektivisch ist und mehrere Vorteile vereint. Aufgrund ihrer hohen Reflektivität zeigen Metallschichten im sichtbaren Spektralbereich geringere Absorptionen als Silberinselfilme. Zum anderen hängen die effektiven optischen Konstanten der Silberinselfilme von Größe,

Form und Umgebungsmaterial ab und können somit durch die Wahl der Beschichtungsparameter beeinflusst werden. Im Gegensatz dazu sind die optischen Konstanten einer geschlossenen Metallschicht fest und können nicht mehr variiert werden. Daher ist es möglich, den Absorptionspeak von Silberinselabsorbern durch die Abscheidebedingungen der Silberinseln einzustellen und mit dem darauf abgestimmten Interferenzschichtsystem ein Absorptionsmaximum im spezifizierten Wellenlängenbereich von fast 100% zu erreichen. Des Weiteren wurde gezeigt, dass auch das Übereinanderstapeln von Silberinselfilmen eine Erhöhung der Absorption bis zu nahe 100% ermöglicht. Beide Systeme sind theoretisch berechnet worden, und es konnten gute Übereinstimmungen zu den Messergebnissen gefunden werden.

Obwohl es sich um stochastische Verteilungen handelt, konnten in mehreren Versuchen gezeigt werden, dass die optischen Eigenschaften der einzelnen Silberinselfilme und auch die der selektiven Absorber reproduzierbar sind.

Aus diesen Eigenschaften ergeben sich für Metallinselfilme einige interessante Anwendungsgebiete. Da die Metallinselfilme einen viel höheren Imaginärteil der dielektrischen Funktion ϵ , der für die Absorption verantwortlich ist, als Metalle besitzen, ist es möglich im Gegensatz zu metallisch/dielektrischen Absorptionsfiltern das benötigte Interferenzschichtsystem besonders dünn zu gestalten. Als mögliches Anwendungsgebiet für Metallinselfilme könnten RGB-Interferenzfilter sein. Der Vorteil bei der Benutzung von Metallinselfilme liegt darin, dass die Filter nur eine geringe Dicke besitzen und daher zu den herkömmlichen Systemen kostengünstiger hergestellt werden können.

Es konnte des Weiteren gezeigt werden, dass sich auch mit periodisch strukturierten Systemen selektive Absorptionsfilter herstellen lassen. Dabei wird die Anregung von Oberflächenplasmon-Polaritonen ausgenutzt, wobei die Resonanzwellenlänge von den Materialeigenschaften und der Dicke des aufgetragenen Schichtwellenleiters abhängt. Somit ist es möglich, die Absorptionswellenlänge durch die Dicke der Wellenleiterschicht zu beherrschen. Es konnte zwar nicht das simulierte Absorptionsvermögen erreicht werden, doch immerhin ein Absorptionsvermögen von ca. 90%. Es ist anzumerken, dass die Dicke des Schichtwellenleiters noch zu dünn war, um eine Wellenleitermode zu erhalten. Daher wurde die Absorption nur von der Oberflächenplasmonen-Polaritonen erzeugt. Dafür konnte die Abhängigkeit der Resonanzwellenlänge von dem Schichtwellenleiter demonstriert werden. Es ist hervorzuheben, dass das hier vorgestellte Design gegenüber dem in der Lite-

ratur vorgestellten den Vorteil hat, dass das Substrat strukturiert wird. Dadurch können eventuelle Fehler in der Gitterperiode durch die anschließende dielektrische Schicht mit der dann angepassten Schichtdicke ausgebessert werden. Es könnte z. B. durch ein online Monitoring schon während der Beschichtung die Lage der Resonanz kontrolliert werden.

Durch Ersetzen der metallischen Komponenten mit dielektrischen Materialien konnten statt der Absorber Reflektoren erzeugt werden. In dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche GWS-Proben(serien) vorgestellt. Bei der ersten war die Zielsetzung die Machbarkeit von GWS zu demonstrieren. Dabei wurde eine GWS designed, mit der Absicht die optischen Eigenschaften unkompliziert charakterisieren zu können. Es konnte ein Reflexionsvermögen von ca. 87% beobachtet werden. Die zweite Probenserie sollte schon eine nähere industrielle Anwendung darstellen und deshalb wurde die Resonanzwellenlänge von 1064 nm ausgesucht. Um den Einfluss der Gittertiefe zu untersuchen, wurden drei Proben mit den gleichen Parametern bis auf die Gittertiefe hergestellt. Bei der Probe mit der größten Gittertiefe konnte ein Reflexionsmaximum von 83% bei 980 nm erreicht werden. Außerdem konnte die schon theoretisch beschriebene Abhängigkeit der Gittertiefe mit der Breite der Resonanz aufgezeigt werden. Die Ergebnisse dokumentierten, dass je kleiner die Gittertiefe um so schmalbandiger der Reflektor wird. In der Praxis sollen später einmal die GWS als Resonatorspiegel in ein Lasersystem eingebaut werden. Um dort eine Möglichkeit der Justage zu haben, wurde die Temperaturabhängigkeit der Schichten als Parameter zur Durchstimmbarkeit der Resonanzwellenlänge auserkoren. Die theoretische Beschreibung ist in [32] zusammengefasst.

In der Literatur wurden für einfache Gitterwellenleiter z. B. bei Sharon et. al. [21] für die Resonanzwellenlänge von 566 nm ein Reflexionsvermögen von 0.84 und eine Resonanzbreite von 0,11 nm (FWHM) angebeben. Für GWS die auf Polymeren basieren, konnte ein Reflexionsvermögen von 45% für TE und 55% für TM bei einer Bandbreite von 1 nm bzw. 1,5 nm (FWHM) bei einer Resonanzwellenlänge von 1530 nm [22] erreicht werden. Bei schrägem Lichteinfall von 45° konnte Lenaerts [62] ein Reflexionsvermögen von 80% für TE und 68% für TM bei 632,8 nm messen. Die in dieser Arbeit erreichten Reflexionen von 87% sind vergleichbar mit den in der Literatur angegebenen Werten. Trotzdem haben die hier vorgestellten Systeme einen Vorteil, gegenüber der in der Literatur beschriebenen Systemen. Dort wird der Wellenleiter strukturiert und daher kann das System bei eventuellen Fehlern der Gitterperiode nicht mehr geändert werden (never forgiving System). Bei dem hier vorgestellten System handelt es sich um ein Doppelgitter, bei dem durch

eine Online-Monitoring während der Wellenleiterschichtherstellung die Schichtdicke des Systems kontrolliert und angepasst wird. Eventuelle vorübergehende Strukturierungsfehler werden in einem gewissen Rahmen wieder ausgebessert. Trotzdem sind die hergestellten Demonstratoren sicher noch nicht als Resonatorspiegel zu verwenden. Dafür benötigt es noch weitere Versuche. Diese konnten aber im Rahmen dieser Arbeit aus der Verfügbarkeit der Strukturierung nicht realisiert werden. Die Strukturierung stellt einen wichtigen Arbeitsschritt in der Herstellung der GWS dar und müsste extra für diese Anwendung modifiziert und verbessert werden.

Es konnte ausgehend von einer angepassten theoretischen Beschreibung eindrucksvoll das Potential von heterogenen Dünnschichtsystemen beschrieben werden. Dabei stellen diese Dünnschichtsysteme im allgemeineren Kontext Beispiele für die erfolgreiche Anwendung heterogener Dünnschichtmaterialien für optische Anwendungen dar. Gemeinsam mit anderen neuartigen Designkonzepten wie Rugate-Filtern belegen diese heterogenen Schichtsysteme eine Zwischenposition zwischen konventioneller Dünnschichtoptik einerseits und den moderneren Forschungsrichtungen der Photonik und Plasmonik andererseits. [77] Wie die vorhergehenden Ausführungen zeigen, ist es besonders wichtig schon

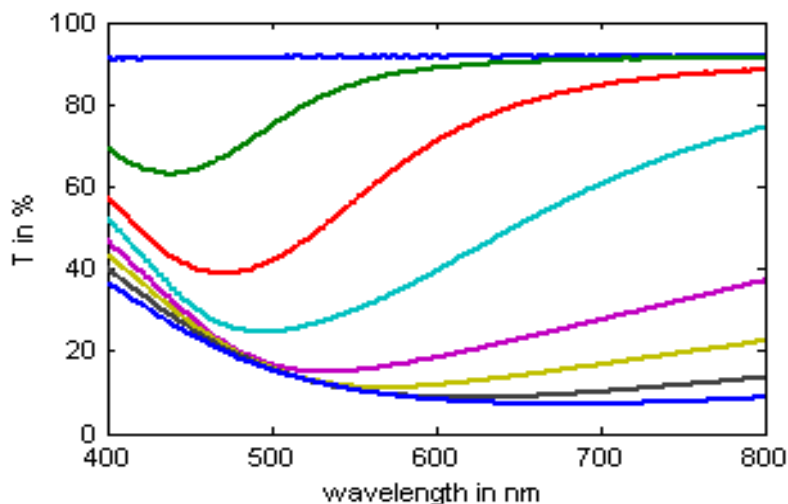


Abbildung 7.1:
Transmissionsspektren einer
von 5 nm bis 35 nm wach-
senden Silberinselschicht in 5
nm Schritten [78]

während der Beschichtung ein Instrument zur Kontrolle der Schichtdicke und -brechzahl zu besitzen. Daher ist es wichtig sich ein geeignetes Monitoringsystem zu überlegen. Es wurden Anstrengungen unternommen, z. B. das Wachstum des Silberinselfilms während der Beschichtung in Echtzeit zu überwachen (siehe Abb.7.1). Als praktisch realisierbare Lösung erscheint die laufende Aufnahme von Transmissionsspektren während des Silber-

inselfilmswachstums (online-Monitoring). Dadurch kann der geeignete Abschaltpunkt für den Beschichtungsprozess genau bestimmt werden. Diese Methode wird jetzt am Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik implementiert. Die Abb.7.1 zeigt eine Serie von Transmissionsspektren, wie sie während der Abscheidung einer Silberschicht auf Quarzglas aufgenommen wurden. Diese Methode kann auch zum Monitorieren von GWS verwendet werden.

8 Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Tünnermann, der es mir durch die Vergabe des Themas und die Betreuung der Dissertation ermöglichte, mich intensiv auf dem Gebiet der strukturieren Schichtsysteme einzuarbeiten.

Herrn Prof. Pulker und Herrn Prof. Richter danke ich für die freundliche Übernahme der Koreferate.

Meiner Arbeitsgruppe Optische Systeme am IOF danke ich für die kompetente Unterstützung und das freundschaftliche Arbeitsklima, das für die Motivation der Arbeit und damit für den Erfolg entscheidend war. Allem voran gilt mein Danke dem Leiter der Abteilung Dr. Kaiser für seine Unterstützung und das entgegengebrachte Vertrauen. Einem besonderen Danke gilt ebenfalls Herrn Dr. Stenzel für sein großes Engagement mir die strukturierten Schichten näher zu bringen. Des Weiteren bedanke ich mich für die Durchsicht meines Manuskriptes mit den viele konstruktiven Verbesserungsvorschläge für meine Arbeit. Außerdem bedanke ich mich bei H. Heisse, H. Haase und M. Scheler für die Beschichtung der Proben, bei M. Bischoff für die Unterstützung am Mikroskopphotometer, sowie bei R. Leitel.

Des Weiteren gilt mein Dank M. A. Bader (Laser Laboratoriums Göttingen) für die Messung der Proben, und H. Kießling (IOF) und der Arbeitsgruppe von Dr. Kley und T. Klausnitzer (Universität Jena) für die Strukturierungsarbeiten, Prof. Dr. Kaiser (Universität Ulm) für die Transmissionselektronenmikroskopieaufnahmen sowie M. Flemming für die Rasterkraftmikroskopaufnahmen (IOF).

Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie und meinen Freunden danken, für ihre motivierende Unterstützung, ohne die vieles nicht möglich gewesen wäre.

Literatur

- [1] H. A. Macleod, *Thin-film optical filters*, Institute of Physics Publishing, London (2001)
- [2] S. H. Furmann, A. V. Tikhonravov: *Basics of multilayer systems* Edition Frontieres, France (1992)
- [3] A. Thelen, *Design of Optical Interference Coatings*, McGraw-Hill Book Company (1989)
- [4] C.E. Kennedy, *Review of Mid- to High-Temperature Solar Selective Absorber Materials*, Technical Report, National Renewable Energy Laboratory (2002)
- [5] H. Polack, E. Hacker, *Induced Resonance Absorption (INDAB) in thin films - a current example for versatile and efficient use of optical coating in semi-optical processes*, SPIE, Thin Films for Optical Systems, 1782, 122 (1992)
- [6] M. Cathelinaud, F. Lemarquis, J. Loesel, B. Cousin, *Metal-dielectric light absorbers manufactured by Ion Plating*, in *Advances in Optical Thin Films*, edited by C. Amra, N. Kaiser, H. A. Macleod, Preceedings of SPIE Vol. 5250 p.511 (2004)
- [7] M. F. Weber, C. A. Stover, L.R. Gilbert, T. J. Nevitt, A. J. Ouderkirk, *Giant Birefringent Optics in Multilayer Polymer Mirrors*, Science Vol 287, p. 2451 (2000)
- [8] R. Strharsky, J. Wheatley, *Polymer Optical Interference Filters*, Optics & Photonics News, p. 34 (2002)
- [9] V. Janicki, S. Wilbrandt, O. Stenzel, D. Gäbler, N. Kaiser, A. Tikhonravov, M. Trubetskov, T. Amotchkina, *Hybrid optical coating design for omnidirectional antireflection purposes*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 7 (2005)
- [10] A. Sharon, D. Rosenblatt, A. A. Friesem, *Resonant grating-waveguide structures for visible and near-infrared radiation*, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, p. 1985 (1997)
- [11] A. Sharon, S. Glasberg, D. Rosenblatt, A. A. Friesem, *Metal-based resonant grating waveguide structures*, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, No. 3, p. 588 (1997)
- [12] O. Stenzel, P. Heger, M. Bischoff, S. Wilbrandt, N. Kaiser, *Novel optical coating concepts based on nanostructured thin solid films*, in V. E. Borisenko, s. V. Gaonenko, V. S. Gurin (Eds.), *Physics, chemistry and Application of Nanostructurs*, Reviews and Short Notes to Nanomeeting, World Scientific, Singapore (2005)

- [13] P. Heger, O. Stenzel, N. Kaiser, *Metal island films for optics*, Proceedings of SPIE Vol. 5250 Advances in Optical Thin Films, Edited by C. Amra, N. Kaiser, A. Macleod, SPIE Bellingham, WA (2004)
- [14] U. Kreibig, M. Vollmer: *Optical properties of metal clusters*, Springer series in Material Science 25, Springer Berlin (1995)
- [15] O. Stenzel, Norbert Kaiser, *Laterally heterogeneous optical films as design tool for reflectors and absorbers*, Advances in Optical Thin Films, Vol. 5250, p. 46 (2003)
- [16] A. Hessel, A. A. Oliner, *A new theory of Wood's anomalies*, Appl. Opt. Vol. 4, p. 1275-1297 (1965)
- [17] E. Popov, L. Mashev, D. Maystre, *Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings*, Optica Acta, Vol. 33, No. 5, p. 607-619 (1986)
- [18] M. Nevière, E. Popov, *Light Propagation in Periodic Media - Differential Theory and Design*, Marcel Dekker Inc., New York Basel (2003)
- [19] S. S. Wang, R. Magnusson, *Theory and applications of guided-mode resonance filters*, Applied Optics Vol. 32, No. 14 (1993)
- [20] S. S. Wang, R. Magnusson, *Design of waveguide-grating filters with symmetrical line shapes and low sidebands*, Optical Letters, Vol. 19, No. 12, p. 919 (1994)
- [21] A. Sharon, D. Rosenblatt, A. A. Friesem, *Narrow spectral bandwidths with grating waveguide structures*, Appl. Phys. Lett. 69 (27), (1996)
- [22] S. Glasberg, A. Sharon, D. Rosenblatt, A. A. Friesem, *Spectral shifts and line-shapes asymmetries in the resonant response of grating waveguide structures*, Optics communications, 145, p291-299, (1998)
- [23] A. Donval, E. Toussaere, J. Zyss, G. Levy-yurista, E. Jonsson, A. A. Friesem, *Novel polymer-based resonant grating waveguide structures*, Synthetic Metals, 124, p.19?22, (2001)
- [24] G. Levy-Yurista, A. A. Friesem, E. Pawlowski, L. Kuller, R. Ludwig, H.G. Weber, A. Donval, E. Toussaere, J. Zyss, *Hybrid semiconductor polymer resonant grating waveguide structures*, Optical Materials Vol. 17, p. 149 (2001)

-
- [25] S. S. Wang, R. Magnusson, *Multilayer waveguide-grating filters*, Applied Optics, Vol. 34, No. 14, (1995)
- [26] A. Fehrembach and A. Sentenac, *Study of waveguide grating eigenmodes for unpolarized filtering applications*, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 20, No. 3 (2003)
- [27] S. Peng, G. M. Morris, *Experimental demonstration of resonant anomalies in diffraction from two-dimensional grating*, Optics Letters, Vol. 21, No. 8 (1996)
- [28] V. A. Sychugov, A. V. Tishchenko, N.M. Lyndin, O. Parriaux, *Waveguide coupling gratings for high-sensitivity biochemical sensors*, Sensors and Actuators,B, Vol. 38-39, p. 360-364, (1997)
- [29] Y. Nie, Z. Wang, K. Fu, C. Zhou, Q. Zhang, *Polarizing beamsplitter based on the effects of birefringent and resonance anomaly*, Opt. Eng. Vol. 41(3), p. 674-679, (2002)
- [30] Y. Nie, L. Wang, Z. Wang, C. Lia, *Beam selector dependent on incident angle by guided-mode resonant subwavelength*, Opt. Eng. Vol. 41(11) p. 2966-2969 (2002)
- [31] R. Magnusson, S. Wang, Patentschrift: *Optical guided-mode resonance filter*, United States Patent: 5216680 (1993)
- [32] P. Heger, R. Leitel, O. Stenzel, N. Kaiser, in Vorbereitung
- [33] A. Kaless, U. Schulz, P. Munzert, N. Kaiser, *Nano-motheye antireflection pattern by plasma treatment of polymers*, Conference of plasma surface engineering, Garmisch-Partenkirchen (2004)
- [34] O. Stenzel, P. Heger, N. Kaiser, *The optical response of silver island films embedded in fluoride and oxide optical materials*, in V. E. Borisenko, s. V. Gaonenko, V. S. Gurin (Eds.), Physics, chemistry and Application of Nanostructurs, Reviews and Short Notes to Nanomeeting, World Scientific, Singapore (2003)
- [35] G.Mie, Annalen der Physik, Vol. 25, p. 377 (1908)
- [36] J. R. Krenn, F. R. Aussenegg, *Nanooptik mit metallischen Strukturen - Über den Umgang mit Licht jenseits des Abbe-Limits*, Physik Journal 1 Nr. 3, p. 39 (2002)
- [37] Patentschrift DE10042461C2, *Verfahren zur fälschungssicheren Markierung von Gegenständen und fälschungssichere Markierung*, november AG für Molekulare Medizin, Erlangen

- [38] A. J. Haes, F. P. V. Duyne, *A Nanoscale Optical Biosensor: Sensitivity and Selectivity of an Approach Based on the Localized Surface Plasmon Resonance Spectroscopy of Triangular Silver Nanoparticles*, J. Am.Chem. Soc. Vol. 124. No. 35 (2002)
- [39] F. Meriaudeau, T. Downey, A. Wig, A. Passian, M. Buncick, T. L. Ferrell, *Fiber optic sensor based on gold island plasmon resonance*, Sensors and Actuators B, Vol. 54, p. 106-177 (1999)
- [40] T. R. Jensen, R. P. Van Duyne, S. A. Johnson, V. A. Maroni, *Surface-enhanced Infrared Spectroscopy: A Comparison of Metal Island Films with Discrete and Nondiscrete Surface Plasmons*, Applied Spectroscopy, Vol. 54, Nr. 3, p. 371 (2000)
- [41] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford (1993)
- [42] A. Thelen, *Design of Optical Interference Coating*, McGraw-Hill Book Company (1989)
- [43] H. K. Pulker, *Coatings on Glass*, Elsevier, Amsterdam, 2nd rev. edn. (1999)
- [44] FilmWizard <http://www.sci-soft.com>
- [45] R. R. Willey, *Practical Design and Production of Optical Thin Film*, Marcel Dekker, Inc. New York (2002)
- [46] S. Wilbrandt: Lcalc Software zur Bestimmung von optischen Konstanten einer Einzelschicht nähere Informationen unter: lcalc@scitev.de
- [47] W. Theiß, *The use of effective medium theories in optical spectroscopy*, Advances in Solid State Physics 33, Vieweg Braunschweig (1993)
- [48] M. Garnett, Philos. Trans. R. Soc. London 203, 385 (1904)
- [49] D. A. G. Bruggeman, *Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen*, Annalen der Physik 24, 636, (1935)
- [50] K. Hehl, J. Bischoff: Unigit grating solver software (2001)
- [51] O. Stenzel, *Das Dünnschichtspektrum*, Akademie Verlag, Berlin (1996)
- [52] S. Wilbrandt, *Optische Charakterisierung heterogener Dünnschichtsysteme mit molekularen Komponenten*, Diplomarbeit Technische Universität Chemnitz (1998)

- [53] M. G. Moharam, T. K. Gaylord; *Diffraction analysis of dielectric surface relief gratings* J. Opt. Soc. Am. 72, 1385-1392 (1982)
- [54] J. Bischoff, K. Hehl, *Matrix formalismus for the diffraction computation on one-dimensional multilayer gratings*, unveröffentlicht
- [55] J. Bischoff: Habilitationsschrift
- [56] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Wissensch. Verlag 13. Auflage (2002)
- [57] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Springer Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag, Vol. 111 (1988)
- [58] Dorle Güntzer, *Versuchsanleitung für F1Praktikum Oberflächenplasmonen*, <http://www.phog.physik.uni-muenchen.de/>
- [59] P. Triebel, *Wechselwirkung von Licht mit periodischen metallischen Strukturen*, Dissertation Jena (2005)
- [60] A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, *Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 5, p.16-50 (2003)
- [61] R. Wood, *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum*, Philos. Mag. 4, 396-402, (1902)
- [62] C. Lenaerts, V. Moreau, y. Lion, Y. Renotte, *Narrow bandwidth wavelength filter by guided mode resonance*, Opt. Eng. 43(11), 2631-2639 (2004)
- [63] J. G. Webster (Ed.) *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering* 15, p. 342, John Wiley & Sons, Inc., New York (1999)
- [64] O. Stenzel, *Resonant reflection and absorption in grating waveguide structures*, Proceedings of SPIE Vol. 5250 Advances in Optical Thin Films, Edited by C. Amra, N. Kaiser, A. Macleod, Spie Bellingham, WA (2004)
- [65] O. Stenzel *Dünne Schichten vs. Gitter-Wellenleiter-Strukturen Workshop Optische Schichten*, Jena, (2004)
- [66] B. Schnabel, *Theorie und Fabrikation von Subwellenlängen Strukturen am Beispiel polarisierender Metallstreifengitter* Dissertation Jena

- [67] H. Kießling, Abschlussberichtes zum Projekt FOKEN (2004)
- [68] H. Uhlig, interner Vortrag: Winterschule in Tabarz (2003)
- [69] IOF-interne Unterlagen zum Mikroskopphotometer
- [70] A. Selle, *Gitter-Wellenleiter Strukturen in der modernen Optik*, Diplomarbeit an der Georg-August-Universität Göttingen (2003)
- [71] O. Stenzel, A. N. Lebedev, M. Schreiber, D. R. T. Zahn, *Simulation of linear optical losses of absorbing heterogeneous thin solid films*, Thin Solid Films, p. 200-208, 372, (2000)
- [72] A. Lebedev, O. Stenzel, M. Quinten, A. Stendal, M. Röder, M. Schreiber, D. R. T. Zahn, *A statistical approach for interpreting the optical spectra of metal island films: effects of multiple scattering in a statistical assembly of spheres*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. p. 573-580, n. 1, (1999)
- [73] C. Kappel, A. Selle, M. A. Bader, G. Marowsky: *Resonant single and double grating waveguide structure as inverted Fabry-Perot interferometers*, Journal of Optical Society of America B, (2003)
- [74] H. Vogel, Gerthsen Physik, Springer, Berlin (1999)
- [75] H. Kießling, IOF-Seminar (2005)
- [76] Intlon interner Zwischenprojektbericht, Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik, (2004)
- [77] O. Stenzel, *New challenges in optical coating design*, Advances in Solid State Physics 43, 875, (2003)
- [78] S. Wilbrandt, R. Leitel, D. Gäbler, O. Stenzel, N. Kaiser, *In-situ broadband monitoring and characterization of optical coatings*, Lecture and Poster: Optical Interference Coating 27.6. - 2. 7. 2004 Tucson, USA

Teilergebnisse der Arbeit wurden aus Prioritätsgründen bereits veröffentlicht:

P. Heger, O. Stenzel, N. Kaiser, *The spectral response of plasmon resonant silver island films*, Lecture: Canada-Germany Young Scientists in Photonics Workshop, Ottawa, Canada (2003)

O. Stenzel, P. Heger, N. Kaiser, *The optical response of silver island films* Lecture: Nanomeeting 2003, 20. - 23.5.2003, Minsk, Belarus In Physics, Chemistry and Applications of Nanostructures (2003)

P. Heger, O. Stenzel, N. Kaiser, *Metal island films for optics* In: SPIE Proceedings Vol. 5250 p. 21-28 ISBN 0-8194-5134-7 (2004)

N. Kaiser, O. Stenzel, P. Heger, *Plasmon boosted absorption in interference coatings* Invited Lecture: 6th Symposium of European Vacuum Coaters, Anzio, Italy (2004)

O. Stenzel, P. Heger, M. Bischoff, S. Wilbrandt, N. Kaiser, *Novel optical coating concepts based on nanostructured thin solid films*, in V. E. Borisenko, S. V. Gaonenko, V. S. Gurin (Eds.), Physics, chemistry and Application of Nanostructures, Reviews and Short Notes to Nanomeeting, World Scientific, Singapore (2005)

P. Heger, O. Stenzel, N. Kaiser, *Design und Herstellung selektiver Dünnschichtabsorber auf Silberinselbasis*, Vakuum in Forschung und Praxis, in press (2005)

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Petra Heger
geb. am 23.01.1974 in Innsbruck (Österreich)

Schulausbildung:

1980 - 1984	Volksschule in Birgitz (Österreich)
1984 - 1988	Bundes-Realgymnasium Adolf-Pichler-Platz in Innsbruck
1988 - 1993	Bundeshandelsakademie in Innsbruck

Hochschulausbildung:

1993 - 2002	Studium der Physik an der Leopold-Franzens-Universität in Innsbruck
Aug. 2002	Abschluss des Physikstudiums mit Magistra rerum naturalium Diplomarbeit: „Bestimmung der optischen Absorption in dielektrischen Einzel- und Mehrschichten mittels Spektralphotometer und Photothermischer Deflektion Spektroskopie“
2002 - 2005	Promotionsstudium an der Friedrich-Schiller-Universität in Jena

Berufstätigkeit:

2002 - 2005	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik in der Abteilung Optische Schichten
-------------	---

Jena, 05.07.2005

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quellen gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach besten Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, 05.07.2005